

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir le titre de Docteur-Ingénieur

par

Alain NOUAILHAT

Attaché de Recherches au C. N. R. S.

Première Thèse

REALISATION ET ETUDE DE LASERS A CRISTAUX

Deuxième Thèse

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 22 Février 1964 devant la Commission d'Examen

MM. R. BERNARD, Président

C. EYRAUD

G. MESNARD

F. DAVOINE

} Examineurs

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir le titre de Docteur-Ingénieur

par

Alain NOUAILHAT

Attaché de Recherches au C. N. R. S.

Première Thèse

REALISATION ET ETUDE DE LASERS A CRISTAUX

Deuxième Thèse

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 22 Février 1964 devant la Commission d'Examen

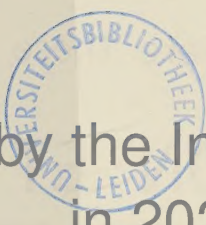
MM. R. BERNARD, Président

C. EYRAUD

G. MESNARD

F. DAVOINE

} Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553421_0021

UNIVERSITE DE LYON

FACULTE DES SCIENCES

Doyens honoraires

MM. LONGCHAMBON, DOUIN, MOUSSA, GAUTHIER Henri.

Professeurs honoraires

MM. LOCQUIN, de LARAMBERGUE, SOLLAUD, MENTZER, MOUSSA, JAFFARD,
DOUIN, Henri EYRAUD, DEJARDIN, VIRET.

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD
BOIDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBON	Minéralogie
PRETTE	Chimie industrielle
COURTY	Chimie-Physique
KUHNER	Botanique
MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS	Chimie minérale
AUMERAS	Chimie
COLONGE	Chimie organique
JANIN	Physique expérimentale
FLANDRIN	Géologie appliquée
BERNARD	Physique industrielle
DUFAY Jean	Astronomie
NIGON	Zoologie expérimentale
GAUTHIER Henri	Géologie générale
WAUTIER	Zoologie
CHOPIN	Chimie biologique
CUEILLERON	Chimie
BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral
EYRAUD Charles	Chimie-Physique appliquée
SARAZIN	Physique nucléaire
BOIDIN	Microbiologie et Mycologie
PERES	Physiologie
MESNARD	Electronique

GRANDMONTAGNE	Physique
BOUTILIER	Minéralogie
LAFOUCRIERE	Physique nucléaire
DREUX	Chimie organique
TEICHNER	Chimie industrielle
PAVANS de CECCATTY	Zoologie
MERLIN	Chimie analytique
DUFAY Maurice	Physique de l'Atmosphère
FRAISSE	Mathématiques
LUBET	Physiologie
PHILBERT	Physique nucléaire
COHEN-ADAD	Chimie
DAVID Louis	Géologie Générale
CHANEL	Psychophysiologie
MAURY	Méthodes Mathématiques de la Physique

Professeurs sans chaire

MM. GAUME	Physique
DEPRAZ	Physique nucléaire
FERON	Mathématiques
LAFORGUE	Physique
LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
UZAN	Physique S.P.C.N.
GAUTHIER Jean	Chimie
CHENEVOY	Géologie appliquée
GINET	Zoologie
ASCH	Physique
MICHEL Pierre	Minéralogie
DUCET	Biologie végétale

Maîtres de Conférences

Mlle MAITROT	Physique
Mme ERICSON	Physique générale
GEVIN	Géologie générale
PONASSE	Mathématiques
d'INCAN	Physique
MARTEL	Mécanique
LEFEBVRE	Mathématiques
PERNET	Mathématiques
CHERY	Physique
BERGEON	Physique C.S.U.
Mlle GAUTHERON	Chimie Biologique
MATHIEU	Mécanique des Fluides
ERBEIA	Physique
DESCOTES	Chimie organique
PICARD	Mathématiques

LEMOIGNE
DEMARCO
MICHEL Georges
LEBRETON
DAVID Jean
TOUSSET

Botanique
Géologie générale
Biochimie
Biologie végétale
Biologie animale
Chimie prépondérante

Maître de Conférences adjoint

M. PIERRON Chimie

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

Conseiller Administratif

M. BURNET

-:-:-:-

Ce travail a été réalisé au Service de Physique de la Matière du Département de Physique de l'Institut National des Sciences Appliquées.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur R. BERNARD, Directeur de ce Département, d'avoir accepté la présidence de notre Jury, ainsi que Messieurs les Professeurs C. EYRAUD et G. MESNARD qui ont bien voulu en faire partie.

Je suis heureux d'exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur F. DAVOINE, qui m'a proposé le sujet de cette étude et a dirigé de très près mes recherches. C'est son aide constante et bienveillante qui m'a permis la réalisation de ce travail.

C'est avec la plus grande reconnaissance que je remercie Monsieur J.L. MACQUERON, Chef de Travaux au Département de Physique, de sa dynamique et efficace collaboration à l'étude de l'énergie émise par les Lasers.

Ce travail n'a pu être réalisé que grâce à l'appui financier du Centre National de la Recherche Scientifique. Je prie Monsieur le Directeur du C.N.R.S., Monsieur le Directeur Général Honoraire G. DUPOUY et Messieurs les Membres de la Commission d'Electronique de trouver, ici, l'expression de mes remerciements.

Je remercie tous mes camarades du Service de Physique de la Matière de leur collaboration.

-:-:-

INTRODUCTION

Depuis quelques années, on sait produire des faisceaux d'ondes électromagnétiques cohérentes dans le domaine des longueurs d'ondes visibles et infra-rouges au moyen de dispositifs appelés "Laser" (Light amplification of stimulated emission of radiation).

Le but de ce travail a été la réalisation et l'étude de deux lasers fonctionnant en régime pulsé.

Dans un premier chapitre, nous allons, tout d'abord, rappeler le principe de l'émission laser en précisant les conditions d'amplification et d'oscillation. Nous nous attacherons essentiellement aux propriétés du laser à rubis et nous nous efforcerons de bien dégager les qualités que l'on peut, théoriquement, attendre de la lumière produite par ce type de laser.

Nous décrirons, ensuite, nos réalisations expérimentales dans lesquelles la source est constituée soit par un rubis activé au Chrome soit par un cristal de tungstate de calcium dopé au Néodyme.

Nous exposerons enfin les résultats des expériences effectuées avec ces instruments et portant principalement sur l'étude, par calorimétrie, de la puissance électromagnétique émise dans différentes conditions.

I - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU LASER

I - A. Généralités

L'émission lumineuse des sources classiques repose toujours sur un même principe : le mouvement de charges électriques. Dans le cas de l'incandescence, il s'agit d'un effet thermique, dans le cas de la luminescence il s'agit d'une recombinaison radiative après ionisation par choc.

Dans ces deux modes d'excitation, chaque oscillateur lumineux émet, individuellement, sans accord avec ses voisins : il n'y a aucune relation entre les phases des vibrations produites. La lumière est "incohérente".

Par contre, un oscillateur électronique de type hyperfréquence produit une onde cohérente mais dont la fréquence est limitée par des difficultés d'usinage : les dimensions des cavités résonantes limitent les klystrons à 40 KMC et les plus récents carcinotrons arrivent à 500 KMC ce qui est l'extrême limite de possibilités techniques actuelles.

Pour fournir des fréquences plus élevées, il est nécessaire d'employer les oscillateurs naturels (atomiques ou moléculaires) et de les synchroniser. C'est le problème de la stimulation qui constitue la base de l'effet laser.

L'excitation ne pose aucun problème : un atome peut "stocker" de l'énergie durant un temps plus ou moins long, par variations discrètes de l'état énergétique de ses électrons périphériques. Il émet alors un quantum en revenant à son état initial, au bout d'un temps aléatoire mais de valeur moyenne spécifique.

Supposons que l'onde ainsi produite se propage dans le milieu actif, c'est-à-dire contenant des atomes dans un état excité correspondant à l'énergie du quantum. Sur son passage, elle déclenchera l'émission des atomes excités par interaction avec le dipole représentant chacun de ces atomes (les photons, particules de spin entier, non soumis au principe d'exclusion, peuvent voyager par "paquets"). On obtient ainsi une émission stimulée en phase avec l'onde incidente dont elle accroît l'énergie.

Par le processus inverse, lorsque cette onde atteint un atome à l'état fondamental, elle peut perdre de l'énergie au profit de ce dernier et l'amener à l'état excité.

Afin d'obtenir des conditions d'auto-oscillation, il est indispensable de réaliser un "stockage" de l'énergie ainsi mise en jeu : on placera le milieu actif dans une cavité résonante.

I - B. Le laser à rubis

I - B - 1 - Physique du rubis (X3)

Le milieu actif est constitué par des ions Cr^{+3} en position substitutionnelle dans une matrice de Al_2O_3 (Figure 1). Or forme la cavité résonante avec un monocristal de rubis taillé perpendiculairement à l'axe optique. Les faces extrêmes parallèles sont polies et recouvertes de couches multidiélectriques, l'une d'elle possédant un facteur de transmission de quelques pour cents.

Le spectre des ions Cr^{+3} se prête bien à la réalisation d'un système de "pompage" optique peuplant le niveau 2 et permettant de satisfaire aux conditions d'amplification (Figure 2). En effet, le niveau 3 est pratiquement une bande (état $4F_2$) ce qui rend la transition $1 \rightarrow 3$ (dans le vert, au voisinage de 5000 Å) très large. La transition $3 \rightarrow 2$ est non radiative et la transition $2 \rightarrow 1$ très fine et radiative. On peut donc pomper les atomes de 1 à 3 par une illumination intense dans le vert : ils passent à l'état 2 et s'y accumulent (état métastable à longue durée de vie). L'émission stimulée se fait du niveau 2 au niveau 1. La Figure 3 fournit une représentation de l'effet Laser au sein du rubis.

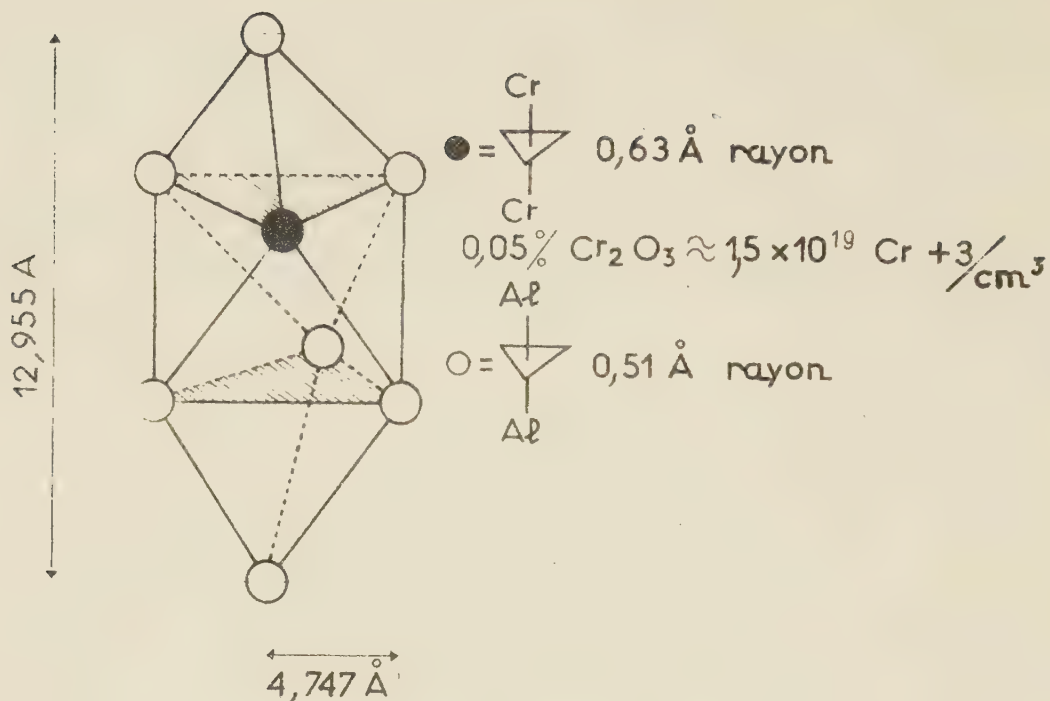


Figure 1 - Structure cristalline du rubis

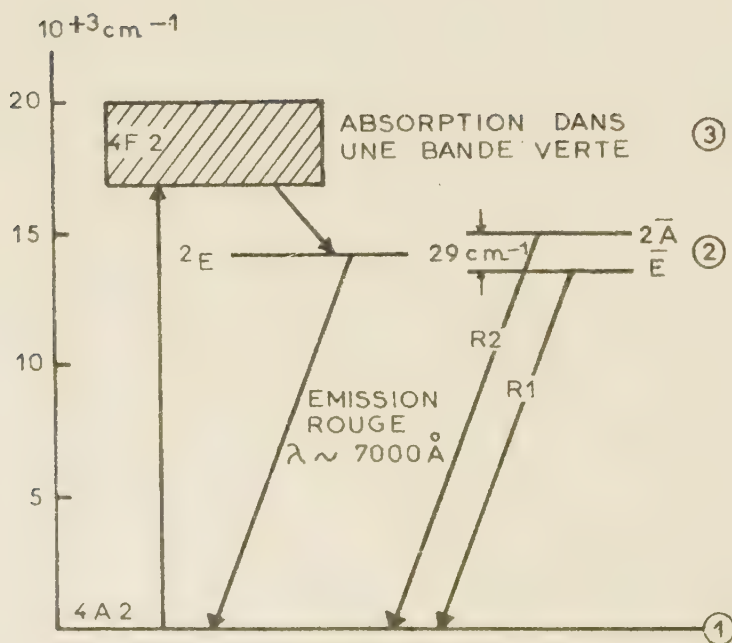
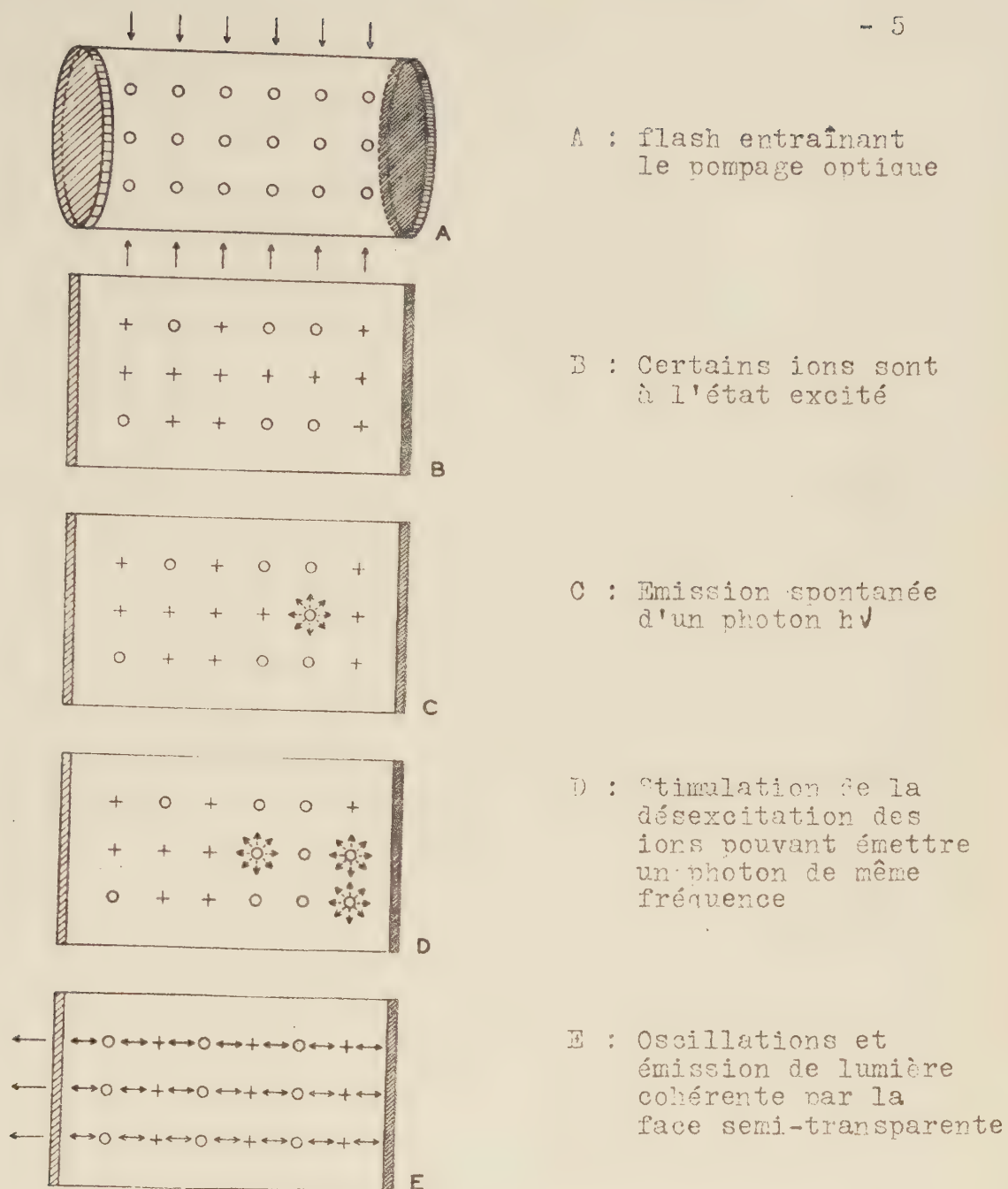


Figure 2 - Diagramme des niveaux d'énergie du Cr^{+3}



o ion à l'état fondamental
+ ion excité

Figure 3 - Représentation de l'effet Laser au sein du rubis.

I - B - 2 - Le modèle à 3 niveaux (M4)(M5)(S1)(S3)

Nous poserons :

- ν_{ij} : fréquence du quantum $h\nu_{ij}$ correspondant au passage de l'état i à l'état j , les niveaux étant comptés à partir du niveau d'énergie 0 : état 1
- σ_{13} : section de capture d'un photon ν_{13} par Cr^{+3} (10^{-19} cm^2 pour le rubis)
- τ_2 : temps de relaxation caractéristique de fluorescence du rubis
- τ_3 : temps de relaxation thermique depuis la bande $4 F_2$ excitée
- P/A : illumination de pompage par unité de surface dans la bande d'absorption du rubis
- W_{ij} : probabilité de transition stimulée de l'état i à l'état j (coefficient d'Einstein)

Pour le rubis, la relaxation du niveau 3 au niveau 2 par effet thermique est très rapide $\tau_3 = 2.10^{-8} \text{ s}$. Ce processus est beaucoup plus rapide que toute autre transition possible. Le temps de relaxation du niveau 2 au niveau 1, τ_1 , est de 3.10^{-3} s . (M7). L'intensité de l'émission résultant d'une transition $2 \rightarrow 1$ avec une fréquence ν_{12} est donnée par la probabilité $W_{12} = W_{21}$.

On suppose que le système complet a une efficacité quantique de 1 : pour un photon $h\nu_{13}$ absorbé, on a un photon $h\nu_{12}$ émis. Soient les 3 niveaux 1, 2, 3 d'énergie E_1, E_2, E_3 avec $E_1 < E_2 < E_3$ et soient N_1, N_2, N_3 respectivement leurs populations.

La distribution des populations est déterminée par les conditions suivantes :

$$(1) \quad \frac{dN_3}{dt} = W_{13} (N_1 - N_3) - \frac{N_3}{\tau_3} = 0$$

$$(2) \quad \frac{dN_2}{dt} = W_{12} (N_1 - N_2) - \frac{N_2}{\tau_2} + \frac{N_3}{\tau_3} = 0$$

$$(3) \quad N_1 + N_2 + N_3 = N_0 : \text{densité des atomes de } Cr^{+3}$$

avec $\tau_2 \gg \tau_3$

$$(4) \quad \frac{N_2 - N_1}{N_0} = \frac{W_{13} \tau_2 - 1}{W_{13} \tau_2 \left[1 + W_{21} \left(3 \tau_3 + \frac{2}{W_{13}} \right) \right] + 1}$$

L'inversion de population se produira pour $N_2 > N_1$, d'où la condition suivante :

$$(5) \quad W_{13} \tau_2 > 1$$

Pour évaluer W_{13} en terme macroscopique, on traite le processus (1) comme un processus de diffusion.

Considérons alors n photons par secondes arrivant normalement à une couche active d'aire A et d'épaisseur d , contenant une distribution d'ions Cr^{+3} homogène. Il est bien évident qu'en considérant la surface d'illumination photométrique comme une surface différentielle arbitraire dans le cristal, le calcul peut être étendu facilement, sous réserve de quelques hypothèses, à un cristal de n'importe quelle forme, dans une enceinte lumineuse, recevant $\frac{n}{A}$ photons par unité de surface et de temps. En régime permanent, on peut écrire que le rapport du nombre d'ions portés au niveau 3 au nombre de ceux qui en retombent avec la constante de temps τ_3 , est égal à :

$$(6) \quad \frac{N_3 A d}{\tau_3} = n (N_1 - N_3) G_{13} d$$

$$N_3 = \left(\frac{n}{A} \right) \tau_3 (N_1 - N_3) G_{13}$$

(1) et (6) donnent donc :

$$(7) \quad W_{13} = \frac{n G_{13}}{A} = \frac{P G_{13}}{A h \nu_{13}}$$

avec $P = nh\nu$ puissance du flux de photons incidents.

(6) n'est valable que si la densité de photons incidents reste pratiquement constante le long de d , c'est-à-dire si leur absorption relative est faible dans la matière qu'ils traversent. En réalité $(N_1 - N_3)$ est une fonction de la distance x à la surface d'illumination et P_x , puissance du rayonnement incident en x est égal à

$$P_0 \exp \left(- \int_0^x (N_1 - N_3) \sigma_{13} dx \right).$$

Mathématiquement, cette condition de "minceur optique" s'exprime par la relation :

$$(8) \quad (N_1 - N_3) \sigma_{13} d \ll 1$$

En considérant N_1 et N_3 dans (8) comme des valeurs moyennes, nous voyons qu'elle entraîne $P_x \sim P_0$.

I - B - 3 - Conditions premières d'oscillation dans le cas du laser à rubis

Afin de ramener au schéma précédent le cas réel des niveaux dans le rubis, nous devons tenir compte d'une part que le niveau $4 F_2$ est une bande, d'autre part du dédoublement du niveau $2 E$.

- Le fait que le niveau $4 F_2$ soit large permet d'obtenir le pompage optique au moyen d'une radiation polychromatique. La valeur effective de la puissance P intervenant dans les calculs, pour un flux incident de photons donné, dépend du spectre d'absorption. σ_{13} est une fonction de la fréquence dont la courbe représentative $\sigma_{13}(\nu)$ a une forme de Lorentz de maximum $\sigma_{13}(\nu_0)$ (voir additif I). Pour simplifier, nous prendrons la valeur de $\sigma_{13}(\nu)$ constante et égale à $\sigma_{13}(\nu_0)$, sur un domaine de largeur égale à $\frac{1}{2} \Delta(\frac{1}{2})$ ($\Delta(\frac{1}{2})$ représentant la largeur de bande entre deux points correspondant aux fréquences ν' et ν'' telles que

$$\sigma_{13}(\nu') = \sigma_{13}(\nu'') = \frac{\sigma_{13}(\nu_0)}{2} \quad \text{sur la courbe de Lorentz) et}$$

nulle partout ailleurs. La valeur de $\Delta(\frac{1}{2})$ pour le rubis se situe aux alentours de 100 MC .

- La deuxième complication provient de la présence, au niveau $2E$, de deux niveaux voisins E et $2A$ de 870 KMC d'écart. Cela se traduit par un doublet fluorescent R_1 et R_2 . Or, aux conditions d'émission du laser, cette complication disparaît par le fait que seule existe la raie R_1 . En effet, la population du sous-

niveau $2\bar{A}$ ne sert alors qu'à alimenter le niveau $\bar{E}$: le processus de relaxation thermique entre les deux niveaux se produit très rapidement à la température ambiante (avec un rapport de Boltzmann de l'ordre de l'unité). Il en résulte que le rapport des populations des deux états étant gardé constant et la dépopulation de $\bar{E}$ étant beaucoup plus rapide, la transition de l'état $2\bar{E}$ à l'état $4 A_2$ ne se produit que par émission R_1 . (M6) (M7) (Figure 4)

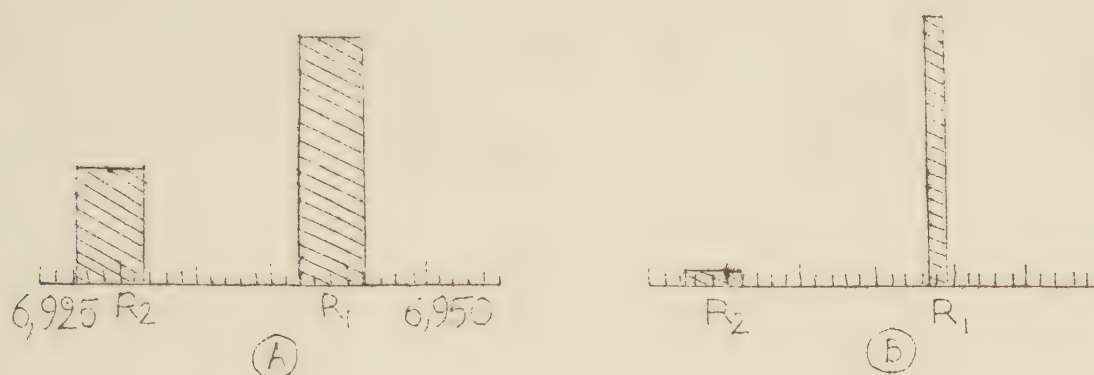


Figure 4 - Spectre d'émission du rubis dans la bande 6,925 - 6,950 $10^{-1} \mu$

(A) fluorescence normale

(B) effet laser

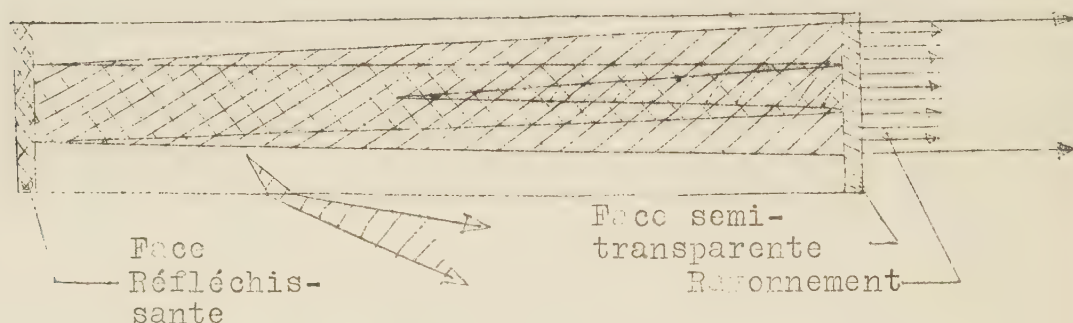
On peut traiter le niveau $\bar{E}$ comme s'il formait à lui seul le niveau $2\bar{E}$.

Nous avons donc notre système à 3 niveaux. La condition d'amplification est nécessaire mais non suffisante pour avoir la condition d'autooscillation. Celle-ci s'obtient en plaçant le milieu actif dans une cavité où l'énergie est stockée. En tenant compte des pertes, nous devons avoir :

$$(9) \quad P \text{ absorbée} \geq P \text{ pertes}$$

On utilise à cette fin les propriétés des miroirs Perot et Fabry. L'une des faces est légèrement transparente pour observer la lumière créée. Dans ce cas, le rayonnement provoque une "réaction en chaîne" avec une augmentation d'intensité, jusqu'à ce que l'égalité de (9) soit satisfaite. Il est évident que seuls les modes de vibration pour lesquels la condition d'auto-oscillation pourra être réalisée, sont ceux dont la propagation se

fait parallèlement à l'axe du cylindre. On peut donc prévoir que l'une des qualités de la lumière émise sera sa directivité (Figure 5).



Le volume ne constitue un bon résonateur que pour les ondes axiales.

Les autres modes de résonance se déplaçant dans une direction différente sont éliminés à travers les côtés transparents du résonateur.

Figure 5 - Propriété de directivité due à la cavité résonante

En simplifiant, c'est-à-dire en ne tenant compte que de l'onde correspondant au mode normal ayant un accroissement proportionnel à $\alpha = (N_2 - N_1) \sigma_{12}$ par unité de longueur entre deux réflexions, nous trouvons que la condition de formation des oscillations est :

$$(10) \quad e^{2\alpha L} \cdot r_1 > 1 \quad \begin{array}{l} (L : \text{longueur du rubis}) \\ (r_1 : \text{coefficient de réflexion de} \\ \quad \text{l'extrémité semi-transparente}) \end{array}$$

L'amplitude augmente et vide le niveau 2, α décroît jusqu'à ce que (9) devienne une égalité.

Si r_1 est voisin de 1, on a :

$$(11) \quad (N_2 - N_1) \sigma_{12} L \geq \frac{1}{2} (1 - r_1)$$

$$(12) \quad \text{ou} \quad (N_2 - N_1) \sigma_{12} L \geq \frac{1}{2} t_1$$

$t_1 = 1 - r_1$ représente le coefficient de transmission.

Si ces conditions ne sont pas réalisées, la lumière émise sera la lumière fluorescente normale, incohérente.

Au-dessus du seuil d'oscillation, la lumière émise par la surface semi-transparente présente les qualités recherchées : cohérence, directivité, monochromaticité.

I - C. La lumière du Laser : Sélection des modes par la cavité résonante (A2)(A3)(B1)(B4)(C3)(C1)(S3)

Nous savons que, pour une bande de fréquence $d\nu$, autour de la fréquence ν_R , le nombre de modes, c'est-à-dire d'oscillateurs indépendants est $P_0 = 8\pi \nu_R^2 \frac{d\nu}{3} (B1)$.

Dans le cas du rubis, $\Delta\nu \approx 6 \text{ cm}^{-1}$, $\nu_R \approx 7000 \text{ Å}$, $P_0 = 6.10^{10}$. Il y a donc intérêt à n'en faire osciller qu'un nombre aussi restreint que possible sur ceux sélectionnés par la cavité (voir additif 2), c'est-à-dire faire en sorte que la condition d'oscillation ne soit atteinte que pour un nombre restreint de modes.

En définissant, pour chaque mode, un facteur de surtension de la cavité $Q(\ell, m, n)$

$$(13) \quad Q = \frac{\text{Energie emmagasinée} \times 2\pi\nu_R}{\text{Energie perdue par unité de temps}}$$

ν_R : la fréquence de l'onde stationnaire dans la cavité, correspondant ici à la radiation rouge

et en considérant la raie R_1 d'émission du rubis comme une raie Lorentzienne, $E = f(\nu)$ de largeur $\Delta\nu_R$, nous pouvons exprimer que la sélection se fera d'autant mieux que le produit $f(\nu) \times Q(\ell, m, n)$ variera plus d'un mode à l'autre. Le système résonant amplifiant considérablement une faible variation, il suffira que celle-ci soit de quelques pour cent (4 %).

I - C - 1 - Les pertes caractéristiques de la cavité résonante - Calcul de $Q(\ell, m, n)$

Nous avons donné la condition d'amplification du milieu ainsi que la condition de fonctionnement en oscillateur en prenant une oscillation sur un mode normal et en ne considérant que les pertes par la face réfléchissante. En réalité, d'autres pertes interviennent qu'il est nécessaire de calculer afin de connaître la qualité du faisceau de sortie.

Pour le mode central, on a :

α) Pertes par transmission à une extrémité :

L'énergie perdue, par unité de temps, est

différentielles : $\Delta I = - I \frac{c}{2L} (1 - r_1)$ que l'on écrit en notations

le rubis. $\frac{dI}{dt} = - I \frac{c}{2L} (1 - r_1)$ c: vitesse de la lumière dans

L'intensité I, à l'intérieur de la cavité, décroît suivant l'équation :

$$(14) \quad I = I_0 e^{-t/\tau_1} \quad \text{avec} \quad \tau_1 = \frac{2L}{c(1 - r_1)}$$

Pour ces pertes, nous avons :

$$(15) \quad Q_1 = 2\pi \nu_R \tau_1 = \frac{4\pi \nu_R L}{c(1 - r_1)}$$

β) Pertes par diffraction :

Si D est le diamètre de la cavité P et F constituée par le cristal, la lumière se propage suivant un tronc de cône d'angle $\theta \sim \tan \theta = \frac{\lambda_R}{D}$. La lumière se propageant à l'extérieur du cylindre est perdue. On a donc, en ne tenant compte que des pertes par diffraction :

$$(16) \quad \frac{dI}{dt} = - I \frac{c \tan \theta}{D} \quad (A3)$$

$$(17) \quad I = I_0 e\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \quad \tau_2 = \frac{D^2}{\lambda c}$$

On définit alors :

$$(18) \quad Q_2 = 2\pi \nu_R \tau_2 = \frac{2\pi D^2}{\lambda_R^2}$$

De même, pour les autres pertes (défauts du cristal etc...). En tenant compte de (14) (15) (17) (18)

$$(19) \quad I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_1}} e^{-\frac{t}{\tau_2}} \dots$$

$$(20) \text{ et } Q = 2\pi \nu_R \tau = \left(\sum_i \frac{1}{Q_i} \right)^{-1}$$

Pour un mode correspondant à m ou n non nuls (voir additif N° 2) il y a, de plus, perte par déplacement latéral. Le Q de ces pertes est donné par :

$$(21) \quad \frac{1}{Q} = \frac{\lambda_R^2}{4\pi D^2} \times m \quad \text{pour} \quad (\ell, m, 0) \quad (B1)$$

I - C - 2 - Qualité de la lumière produite

On peut remarquer deux cas limites :

a) $Q(\ell, m, n)$ est constant : les pertes sont dues principalement aux réflexions contre les parois. Pour que l'on puisse séparer les modes voisins, il faut que leur séparation en fréquence (donnée par les propriétés de la cavité) soit plus grande que leur largeur propre $\Delta\nu_L$. D'autre part, pour que l'on puisse avoir le minimum de modes oscillants, $f(\nu)$ doit varier d'un mode à l'autre de quelques pour cent : le nombre de modes sélectionnés par la cavité ne doit donc pas être trop grand.

D'après (B1) pour un rubis supposé sans défaut, de longueur $L = 2$ cm et dont le coefficient de réflexion de la face semi-transparente $r_1 = 0,98$, nous avons :

$$\Delta\nu_R = 6 \text{ cm}^{-1}$$

$$\Delta\nu_L = 8.10^{-4} \text{ cm}^{-1}$$

$$\Delta\nu(\ell - 1, \ell) = 15 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \quad \text{à } m \text{ et } n \text{ constants petits } \ell \approx 10^6$$

$\Delta\nu(m - 1, m) = 4 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ à ℓ et n constants. m et n jouant le même rôle, nous ne tenons compte que de l'un de ces paramètres. Nous remarquons que $\Delta\nu_L \ll \Delta\nu(\ell - 1, \ell)$, les modes de ℓ différents sont bien séparés :

$\Delta V_L \gg \Delta V(m-1, m)$ pour $m < m_0 = 100$: on a un groupement central de modes indiscernables.

En considérant la variation de $f(V)$ avec λ , il apparaît que plusieurs modes de λ différents oscillent. La situation peut être améliorée en travaillant en basse température, ce qui a pour effet de diminuer ΔV_R .

b) $Q(\lambda, m, n)$ varie avec λ , m et n . Les pertes par déplacement ne sont plus négligeables. On peut alors n'amplifier qu'un seul mode.

En prenant encore égale à 4 % la variation du produit $f(V) Q(\lambda, m, n)$, la condition de séparation du mode central $(\lambda, 0, 0)$ de ses voisins s'écrit (B1) :

$$(22) \quad \frac{\lambda R^2}{4V D^2} \gg 0,04 \frac{\lambda R}{2V L} (1 - r_1), \text{ ce qui donne avec le rubis :}$$

$$(23) \quad \frac{D^2}{L} \leq 2 \cdot 10^{-2} \quad (D \text{ et } L \text{ en centimètres})$$

En conclusion : Pour obtenir des oscillations sur un petit nombre de modes, donc pour avoir une raie la plus fine et une directivité aussi bonne que possible, il faut :

- avoir ΔV_R étroite : sélection sur λ
- avoir une valeur de $\frac{D^2}{L}$ donnée par la condition (23) : sélection sur m et n .

La qualité de la lumière produite dépendra donc, essentiellement, de la sélection des modes. La divergence du faisceau pourra, théoriquement, être égale à la diffraction du système.

I - C - 3 - Puissance du faisceau de sortie - Rendement du système

Nous allons calculer, tout d'abord, la puissance émise par un rubis se présentant sous la forme d'une plaquette rectangulaire $L \times a$ et d'épaisseur d , modèle que nous avons utilisé en I - B - 2. (Les deux faces extrêmes $a \times d$ ayant des coefficients de réflexion r_1 et r_2 , pour former une cavité Perot et Fabry). Le rubis est fortement illuminé sur une des surfaces $L \times a$ d'aire A par une radiation de puissance P dans la bande d'absorption.

Nous donnerons, sur ce modèle, les conditions d'éclairement au seuil.

Les résultats seront ensuite étendus au cas du rubis cylindrique utilisé.

Le rubis étant illuminé fortement, la puissance de sortie est donnée par :

$$(24) \quad P_o = W_{12} (N_2 - N_1) L.a.d h \sqrt{v_{21}}$$

Nous admettons l'hypothèse discutée par (S4) :

$$(25) \quad 1 \gg W_{13} \tau_3$$

de (4) (5) (7) (11) et (25) et $r_2 = 1$ on tire :

$$(26) \quad P_o = \frac{1}{2} \left(\frac{N_o 2\sigma_{12} L}{1 - r_1} - 1 \right) \left(\frac{1 - r_1}{2\sigma_{12} L} \right) \left(\frac{\sqrt{v_{21}}}{\sqrt{v_{13}}} \right) (\sigma_{13} d) P = \frac{1}{2} N_o \sigma_{13} d \left(\frac{\sqrt{v_{21}}}{\sqrt{v_{13}}} \right) P$$

avec

$$(27) \quad \frac{N_o 2\sigma_{12} L}{1 - r_1} \gg 1$$

Cette région, appelée région à fortes oscillations, est caractérisée par le fait que la densité du flux de puissance incidente doit être suffisamment forte pour que, pendant le temps de vie de l'état métastable fluorescent, l'énergie interceptée par un ion soit beaucoup plus grande que nécessaire pour provoquer une transition d'absorption. Cela aura pour effet de mettre la plupart des ions au stade 2 fluorescent si le temps de vie effectif τ_2 n'est pas nettement diminué par l'émission stimulée (S4).

La condition de finesse optique s'écrit d'après (26) en considérant toujours un rendement quantique unité

$$(28) \quad \frac{1}{2} N_o \sigma_{13} d \ll 1$$

Avec l'aide de (7) les inégalités (5) et (25) s'écrivent :

$$(29) \quad P. \frac{\tau_2}{A} \gg h \frac{\sqrt{v_{13}}}{\sigma_{13}} \gg P \frac{\tau_3}{A}$$

Le rapport $\frac{\sigma_{13}}{\sigma_{12}}$ peut être pris approximativement égal à 4 et $\sigma_{13} \sim 10^{-19} \text{ cm}^2$ (117).

Pour un régime pulsé, en évaluant (29), nous trouvons qu'un pulse de pompage de durée τ_2 au moins, doit avoir une densité de flux d'énergie donnée par :

$$P \frac{\tau_2}{A} \gg 3,54 \text{ W/cm}^2$$

ce qui fait $\frac{P}{A} \gg 1200 \text{ W/cm}^2$ (dans la bande d'absorption).

Si le rubis est excité des deux côtés :

$$\frac{P}{A} \gg 600 \text{ W/cm}^2$$

Ceci est valable pour un cristal de n'importe quelle forme, pourvu qu'il soit dans une cavité lumineuse et que le flux incident sur chaque aire de la surface soit donné par la même valeur de $\frac{P}{A}$ (117).

Rendement

Dans le cas des hypothèses de finesse optique et d'une efficacité quantique le 1, nous trouvons en général que :

$$(50) \quad P_0 = \left(3 \left(\frac{\sigma_{21}}{\sigma_{13}} \right) \right) P$$

obéissant à la condition (8) et P étant le flux de pompage total. Examinons l'efficacité de la conversion d'énergie dans le cas d'un réflecteur de coefficient de réflexion R, entourant une nappe de gaz lumineux placée contre les parois du rubis.

En négligeant quelques effets d'élévation de température et pertes en bouts, la perte du flux par unité de surface du gaz est :

$$\frac{P}{A} (1 - R) \text{ du côté du réflecteur}$$

et $\frac{P}{A} [1 - (1 - R)^2]$ du côté du rubis.

Le rubis absorbe une fraction de la radiation entrant du côté de la nappe de gaz $\frac{P}{A} (1 - R)$ et par le réflecteur $\frac{P}{A} (1 - R)^2$.

L'efficacité est alors de :

$$(31) \quad \epsilon = \frac{\sqrt{12}}{\sqrt{13}} \frac{\beta [1 + (1 - \beta) R]}{2 - [1 + (1 - \beta)^2] R}$$

$$\text{Lorsque } R = 1 \quad \epsilon \rightarrow \frac{\sqrt{12}}{\sqrt{13}}$$

Il est implicitement admis que la chaleur produite dans ce rubis, qui représente $1 - \frac{\sqrt{12}}{\sqrt{13}}$, soit 20 % du flux absorbé, est dissipée de quelque manière.

II - CONSTRUCTION DU DISPOSITIF LASER

II - A. Généralités

Nous avons vu que, pour provoquer l'effet LASER, il faut éclairer le cristal du rubis, convenablement taillé et argenté, par de la lumière verte, de bande spectrale large, ce qui provoque le peuplement du niveau métastable 2E du Cr^{+3} . L'effet Laser se produit à partir d'un certain seuil d'éclairement ou de "puissance de pompage". Les conditions d'oscillations ne sont obtenues que pendant un temps très court (de l'ordre de 500 μ s) par suite de la forte puissance de pompage nécessaire. Celle-ci est fournie par un flash électronique et la lumière cohérente n'est donc émise que sous la forme de pulses brefs de grande intensité lumineuse.

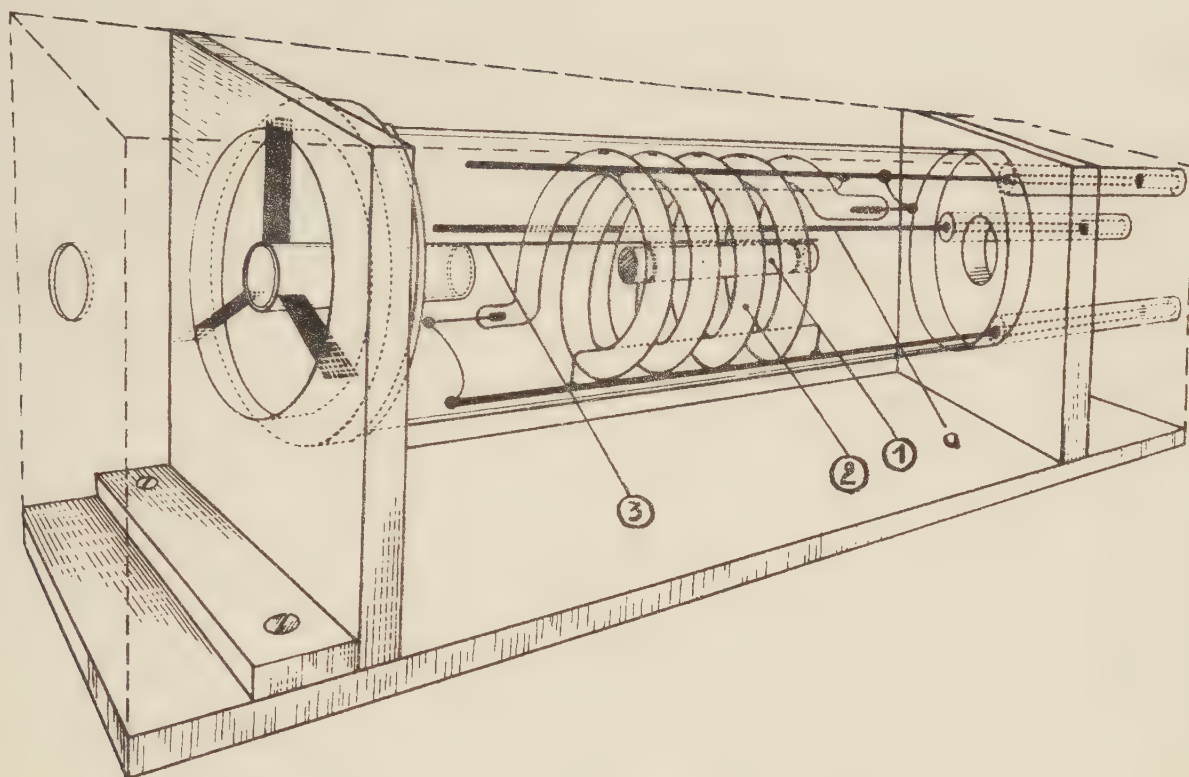
II - B. Le rubis et sa source d'excitation

Le rubis provient de la Société Adolf Moller et se présente sous la forme d'un cylindre de 5 cm de longueur et de 0,6 cm de diamètre.

- Sa teneur en chrome, optimale pour les conditions d'auto-oscillations, est de 0,04 %. L'usinage a été effectué en prenant l'axe du cylindre parallèle à l'axe C du réseau cristallin.
- Les deux extrémités ont un parallélisme supérieur à 4 secondes d'arc et une planéité de $1/10$ de λ (λ : longueur d'onde d'émission 7000 Å). Elles sont recouvertes de couches multidiélectriques permettant une parfaite réflexion de la lumière sans absorption.

Nous avons utilisé deux sources d'excitations différentes :

- Pour les premières expériences, le rubis est placé dans l'axe d'un tube hélicoïdal, au Xénon, (FT 524 General Electric Cy). Son maximum d'émission se situe dans le vert à 4600 Å. Le volume intérieur des spires a 3 cm de diamètre. Le cylindre de verre de 5,5 cm de diamètre qui entoure le flash est aluminisé ou argenté sur sa face extérieure pour former un réflecteur. Le montage est représenté (Figure 6).



- ① Rubis
- ② Tube flash 524
- ③ Support du rubis

a : électrode d'amorçage

Figure 6 - Le rubis et son excitation - Montage expérimental

Un dispositif de refroidissement par air, non indiqué, peut être ajouté si l'on veut augmenter la fréquence de répétition des flash.

- Le deuxième dispositif réalisé utilise un tube au Xénon (fourni par la C.S.F.) beaucoup plus petit, s'enroulant exactement autour du cristal de rubis. Le réflecteur est un papier d'argent entourant le tube. L'énergie admissible de ce tube ne pouvant dépasser 750 J, il n'existe pas de dispositif de refroidissement. La diminution de l'énergie de pompage est permise par le meilleur rendement de ce dispositif.

II - C. Alimentation des tubes flash

Ces deux tubes sont alimentés par une capacité pouvant prendre les valeurs de 100, 200 et 400 μ F, chargée sous une tension réglable de 0 à 3 KV ce qui permet une énergie électrique utilisable variable de 0 à 1,8 KJ. La décharge des capacités dans les tubes est provoquée par l'ionisation induite par une électrode (Trigger) portée, pendant un temps très court, à une très haute tension par une bobine de rupture. Dans le cas du tube C.B.F., le réflecteur fait directement office d'électrode d'amorçage. La valeur de la résistance limitant le courant de charge de capacité étant de 2 K Ω , la période de répétition de flash ne pourra excéder 30 s, ceci afin de réaliser la charge totale du condensateur (Figure 7).

II - D. Le Laser au Néodyme

Le montage de la FT 524 sera employé pour l'étude d'un cristal de tungstate de Calcium Ca Wo_4 dopé au Néodyme. Les niveaux énergétiques de l'ion Nd^{+3} forment un système à trois niveaux et toute la théorie précédente est valable. Seules changent les valeurs numériques, la longueur d'onde d'émission stimulée se situe dans l'infrarouge (10600 Å). Cette transition est la plus favorable à l'action Laser. La teneur optimale d'atome de Néodyme se situe aux alentours de $1,77 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$, soit un rapport du nombre d'atomes $\frac{\text{Nd}}{\text{Ca}}$ de 0,0014 (J1).

Le cristal se présente sous la forme d'un bâtonnet cylindrique bleu clair, parfaitement poli. L'une des extrémités est taillée en forme de prisme à 90°, remplaçant le miroir réfléchissant. Une onde lumineuse se propageant dans le cristal subit une réflexion totale interne à la surface du prisme, ce qui fait seulement changer le sens de sa propagation sans en changer la direction. L'autre extrémité est une face plane perpendiculaire à l'axe du cristal, rendue partiellement réfléchissante par le dépôt de couches multidiélectriques. Le remplacement du miroir réfléchissant par la forme en toit d'une extrémité donne une plus grande durée de vie au laser et permet son emploi à des puissances supérieures.

Ce verre dopé est rapidement détérioré par les ultra violets issus du flash et il a été nécessaire de le loger à l'intérieur d'un tube de pyrex placé dans l'axe du tube. Cette protection s'est avérée très efficace et nous n'avons constaté aucun vieillissement des propriétés du cristal.

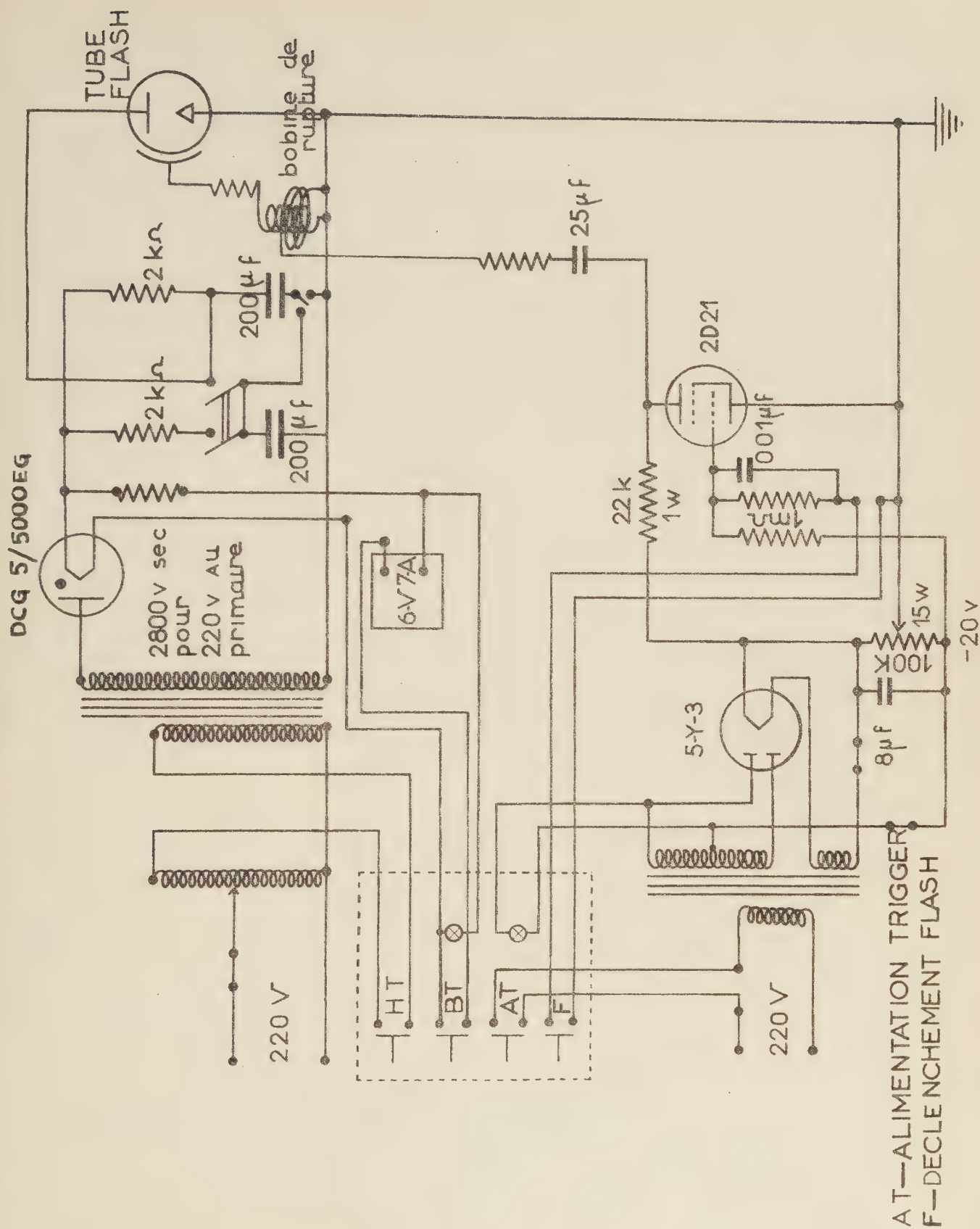


Figure 7 - Alimentation des tubes flash

III - EXPERIENCES REALISEES AU LOYEN DE CES DISPOSITIFS

III - A. Le Laser à rubis

III - A - I Etudes préliminaires

L'étude des différents montages a porté, tout d'abord, sur leur bonne tenue au flash. La présence, dans le spectre d'émission de celui-ci, d'une grande quantité de rayons ultra violets, détérioraient les isolants plastiques utilisés dans les premiers dispositifs qui ont dû être transformés. Pour la FT 524, l'électrode d'amorçage HT, à proximité des arrivées de courant, ne permettait pas de fixer le rubis aux extrémités par des pièces métalliques massives. La figure 6 montre les solutions adoptées.

On observe l'effet Laser à partir de 1,2 KJ de puissance de pompage avec la FT 524 munie d'un réflecteur métallique.

- Au maximum de puissance de pompage admissible, les effets thermiques du faisceau Laser émis par le rubis permettent la perforation de pellicules photographiques impressionnées et de films cellulositiques minces. On focalise, sur la cible, le faisceau parallèle et monochromatique par un objectif de microscope de focale 15 mm, le réglage se faisant au moyen d'une vis micrométrique. Les trous ont quelques centièmes de millimètre de diamètre.

- L'impulsion de lumière cohérente est analysée par un photomultiplicateur (56 AVP R technique). L'intensité de celle-ci oblige à protéger la photocathode par un ensemble composé d'un film opaque (absorption dans l'ensemble du spectre de 99 % environ) et d'un filtre (RG 8 Schott) sélectionnant les longueurs d'onde supérieures à 6500 Å. La photocathode est, elle-même, très peu sensible à la longueur d'onde de 7000 Å. Le signal de sortie du photomultiplicateur est ensuite appliqué à l'entrée d'un oscilloscope à mémoire (Ecranoscope C.R.C.) dont il déclenche, lui-même, un balayage. On élimine du faisceau étudié la lumière du flash et la lumière de fluorescence du rubis grâce à la géométrie de l'appareillage (longueur du trajet jusqu'aux instruments de mesure, interposition de diaphragmes) et à des filtres de bande passante étroite autour de 7000 Å.

Pour des énergies de pompage légèrement supérieures à celles du seuil, on observe des pics bien individualisés composant l'impulsion de lumière cohérente. Pour de plus fortes énergies, ceux-ci ne sont plus discernables et l'émission est continue (voir les photographies de la séquence représentée sur la figure 11).

Notre étude a porté sur l'énergie émise par le laser en fonction de l'énergie fournie dans différentes conditions d'excitation.

Nous avons pu, ainsi, connaître les différents rendements de nos systèmes et du rubis utilisé (DL).

III - A - 2 Puissance émise par un laser à rubis

- III-A-2-a) 1ère série de manipulations

Montage expérimental (Figure 8 et Figure 9)

10 % du faisceau lumineux sont envoyés, au moyen d'une lame de verre, sur le photomultiplicateur afin de l'analyser. Le reste du faisceau est entièrement absorbé à l'intérieur de la cellule laboratoire d'un calorimètre différentiel de type Tian-Calvet à cellules planes superposées, dont la géométrie et l'inertie thermique ont été adaptées à ces mesures (Cl) (II).

Les forces électromotrices produites sont enregistrées par un suiveur de spot Sefram associé à un galvanomètre (Zernicke A 13 Kipp).

Etalonnage du Calorimètre (Figure 10)

La configuration de cet appareil et la disposition des couples détecteurs permettent de lui appliquer l'équation fondamentale de Tian-Calvet :

$$V = \frac{P}{g} \Delta + \frac{\mu}{g} \frac{d\Delta}{dt}$$

- V : Puissance calorifique absorbée
- Δ : grandeur mesurée à la détection
- p : coefficient de fuite thermique
- g : sensibilité de la détection
- μ : capacité calorifique apparente

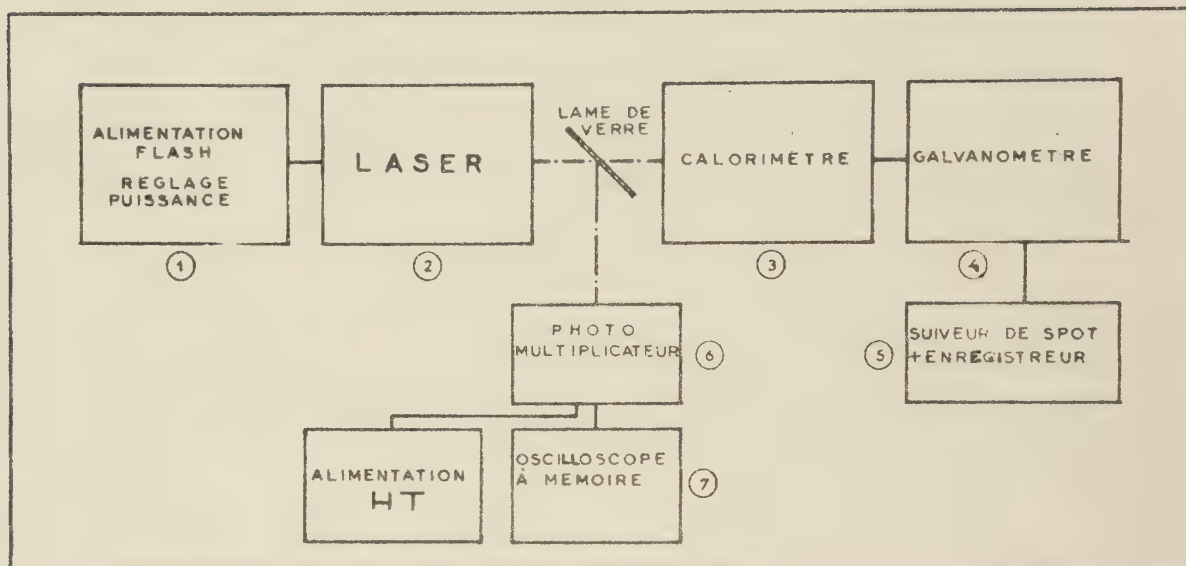


Figure 8 - Montage expérimental pour l'étude de la puissance émise par un Laser à rubis.

a) En régime permanent ($\frac{d\Delta}{dt} = 0$), le rapport de la puissance calorifique W absorbée par la cellule laboratoire à la déviation Δ est constant :

$$\frac{W}{\Delta} = \frac{p}{g} = \text{cte}$$

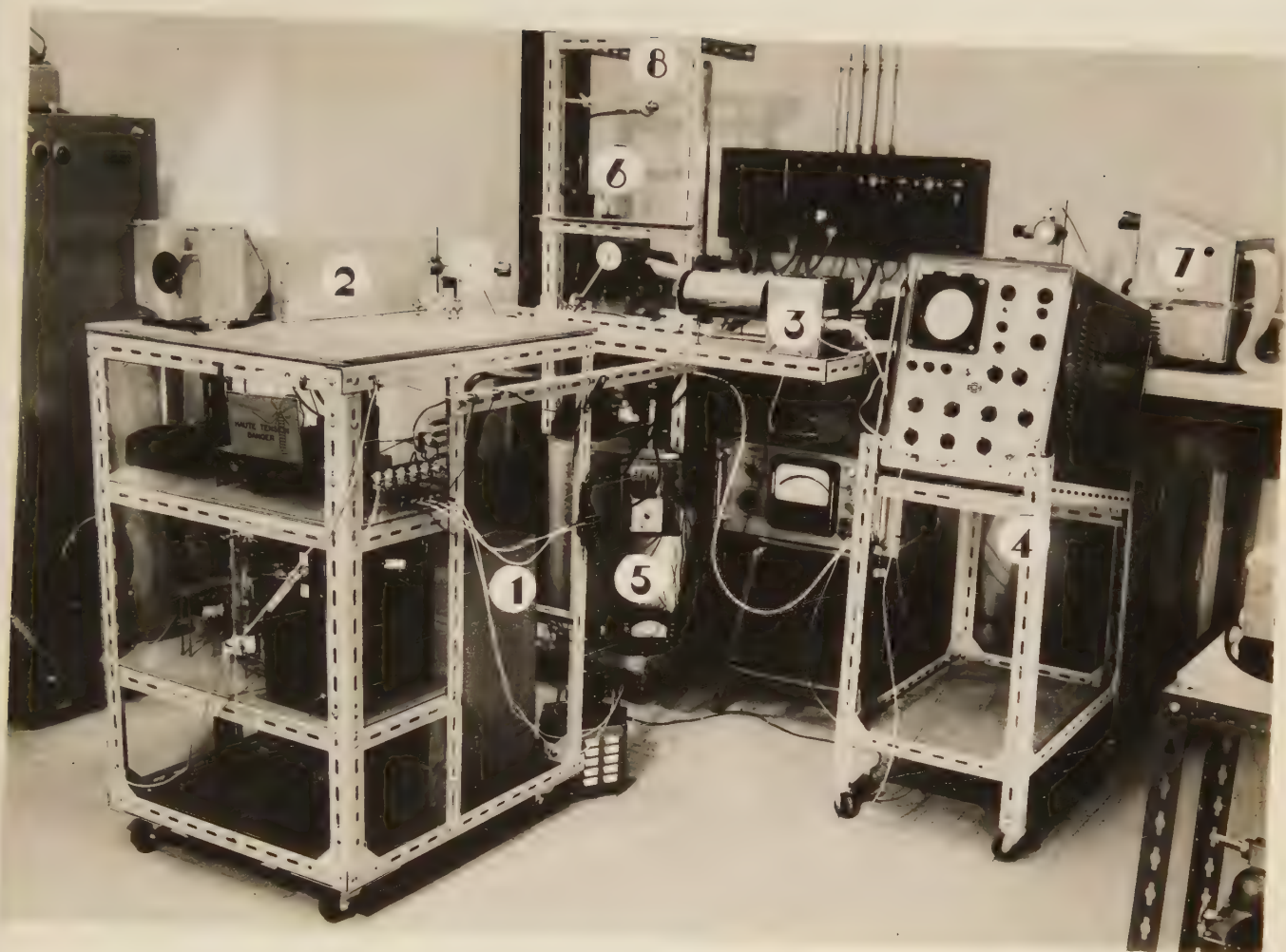
Au cours d'une première opération, nous avons effectué l'étalonnage en déviation, par effet Joule : la puissance dissipée est entièrement absorbée par la cellule laboratoire. Nous avons trouvé ainsi, dans le domaine des puissances qui nous intéressent :

$$\frac{W}{\Delta} = \frac{p}{g} = 1,83 \pm 0,07 \text{ microwatt par millimètre de déviation}$$

./.

Remarque

Un micro calorimètre utilisant le même principe, mais de conception technique différente le rendant beaucoup plus maniable, est employé dans la deuxième série d'expériences. Ce micro calorimètre est décrit dans l'annexe III.



- 1 Alimentation
- 2 Enceinte de l'excitation du rubis
- 3 Photomultiplicateur
- 4 Rémanescope
- 5 Calorimètre
- 6 Galvanomètre
- 7 Enregistreur
- 8 Lampe d'étalonnage

Figure 9 - Photographie du montage expérimental

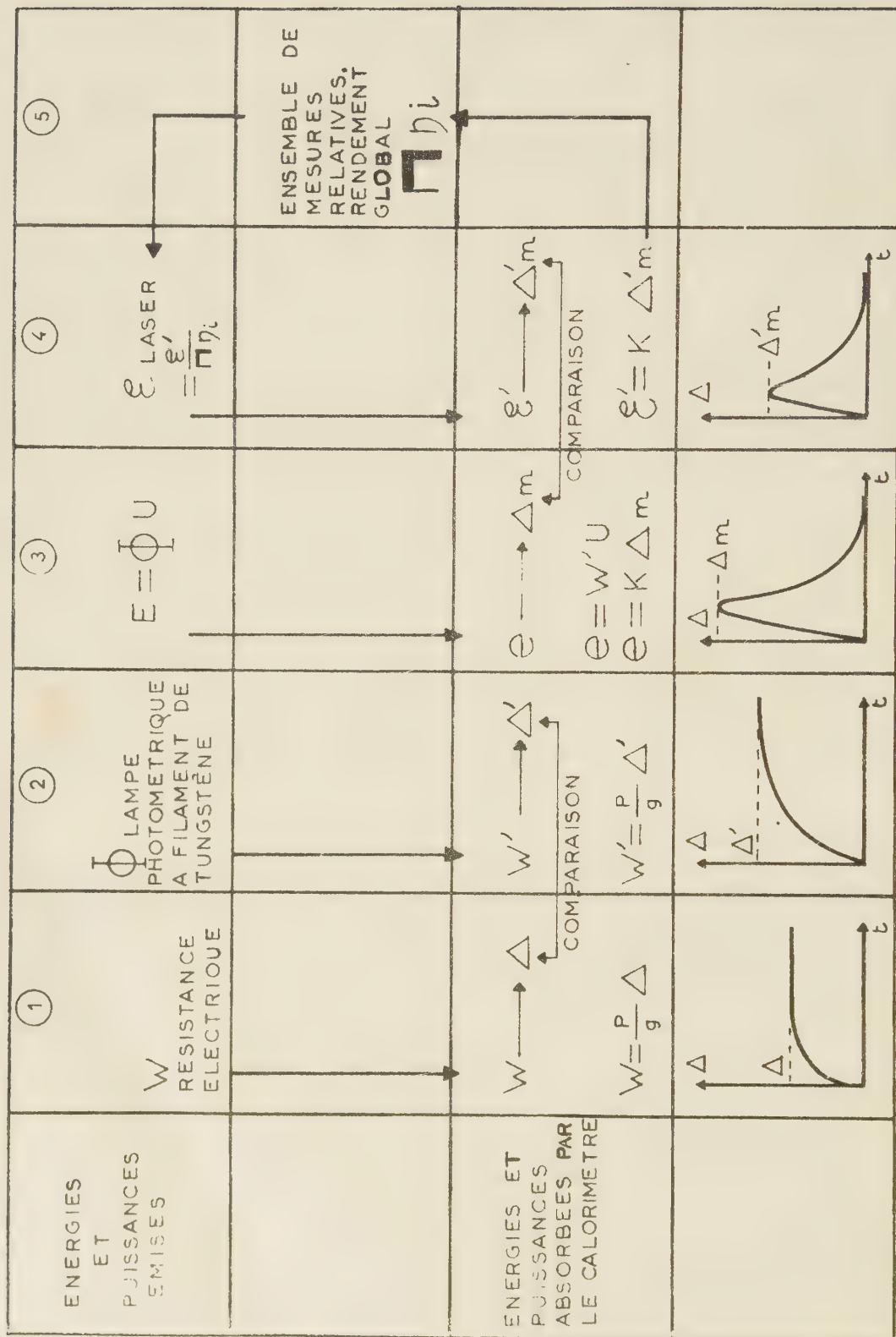


Figure 10 - Diagramme
Etalonnage du calorimètre

b) Après retrait de la résistance électrique utilisée pour l'étalonnage précédent et adaptation de la cellule en corps noir sans changer le coefficient p de fuite thermique, nous avons mesuré la puissance W' absorbée par la cellule calorimétrique lorsqu'elle est soumise au flux énergétique ϕ délivré par une lampe à ruban de tungstène. Nous avons alors :

$$W' = \frac{p}{\varepsilon} \Delta' = \frac{\Delta'}{\Delta} W$$

c) Avec le même montage et pour le même flux énergétique, nous avons étudié ensuite la réponse du calorimètre en régime impulsionnel, en produisant, à l'aide d'un obturateur placé sur le trajet d'un faisceau d'étalonnage, des chocs thermiques de faible durée u , comprise entre $1/1000$ s et 20 s (Méthode balistique).

Pour des éclaircissements inférieurs à 10 secondes, nous avons constaté une rigoureuse proportionnalité entre la déviation maximum Δ_m et l'énergie e du choc :

$e = \frac{1}{2} u = k \Delta_m$ avec $k = (1,55 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$ joule par mm de déviation maximum.

La simple lecture de la déviation maximum enregistrée nous permet de connaître l'énergie absorbée par la cellule, à la seule condition que cette énergie soit dispensée dans un temps inférieur à 10 secondes (environ $1/10$ de la constante de temps de l'appareil).

d) Mesures

La mesure calorimétrique de l'énergie transportée par une impulsion Laser est justifiable de la méthode balistique.

Lors de l'émission d'une énergie $\mathcal{E}$, le calorimètre absorbe une énergie $\mathcal{E}'$ qui provoque une déviation Δ'_m telle que $\mathcal{E}' = k \Delta'_m$.

- Le rapport $\frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E}}$ représente le produit des rendements des différents appareils interposés : $\frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E}} = \eta_1$.
- Des mesures comparatives par calorimétrie et photométrie nous ont permis de connaître ces rendements.

Expériences et résultats

a) Premiers résultats

Nous avons effectué plusieurs séries de mesures nous donnant, d'une part l'énergie des impulsions en fonction de la puissance fournie au flash, d'autre part leur forme (Figure 11).

Chaque éclair correspondant à une énergie donnée est observé à l'oscillographe avec trois échelles de temps différentes : 50, 100, 500 μ s sur tout l'écran. La dernière nous permet de voir l'impulsion en entier. Nous avons pu ainsi observer les pics bien individualisés d'une durée de l'ordre de 0,1 μ s formant l'impulsion au voisinage du seuil.

Pour une énergie de pompage plus importante, la durée et l'intensité de l'effet Laser sont fortement accrues et l'impulsion est formée d'un groupe non individualisable de pic

A partir du seuil, nous pouvons voir que l'énergie émise augmente de façon sensiblement linéaire suivant l'énergie d'excitation, avec un rendement de 13 mJ/tJ (Figure 12).

b) Etude du rendement

Le seuil se situe à environ 1,1 kJ d'excitation dans le meilleur cas. La valeur du flux d'énergie dans la bande verte, à la surface du rubis, pour que les conditions d'amplification soient réalisées, est fournie par des considérations théoriques (M7) (S4). Celle-ci se situe aux alentours de quelques 100 W/cm². Or, les conditions d'amplification et d'oscillation sont du même ordre de grandeur. En effet, nous avons vu que la condition d'amplification donne $N_2 - N_1 \geq 0$ c'est-à-dire que si on pose :

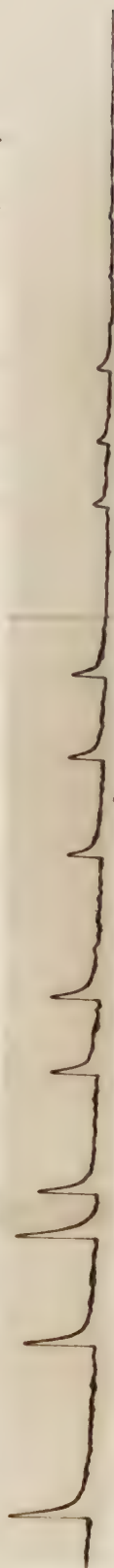
$$\chi = \frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1} \quad (\text{fraction de population en excès})$$

$\chi = 0$ est le seuil d'amplification. Pour les conditions d'oscillation $\chi \approx 0,5\%$ de l'inversion totale

En effet, soient :

- α le coefficient d'amplification du milieu
- L la longueur du rubis : 5 cm

N° COURBES —	⑨	⑩	⑪	⑫	⑬	⑭	⑮	⑯	⑰	⑱	⑲	⑳	㉑	㉒	㉓
HAUTEUR (mm)	28	25	28	21	17	17	12	12	12	12	4	4	1	1	1
ENERGIE DU FLASH $\times 10^{-3} \text{ J}$	1,68	1,68	1,68	1,57	1,57	1,57	1,46	1,46	1,46	1,35	1,35	1,35	1,25	1,25	1,25
ENERGIE LASER $\times 10^{-4} \text{ J}$	56,5	50,5	56,5	42,5	34,3	34,3	24,2	24,2	24,2	10,1	8,08	8,08	2,02	2,02	2,02



ECHELLES

50 μ S / GRADUATION

10 μ S / GRADUATION

5 μ S / GRADUATION



Figure 11
Séquence des Résultats Obtenus
lère Série d'Expériences

r le coefficient de réflexion de la face semi-transparente
 $\sim 98 \%$
 α_0 le coefficient d'absorption du rubis non excité pour
 $\lambda = 7000 \text{ \AA}$

$$\alpha_0 = 0,4 \text{ cm}^{-1} \quad (\text{X3, p 53})$$

$$\delta = \left| \frac{\alpha}{\alpha_0} \right| = \left| \frac{\text{Log}_e r}{2 L \alpha_0} \right| \sim 0,5 \%$$

L'éclairement de notre rubis est donc de quelques kW/cm^2 ($S = 13 \text{ cm}^2$) pour une puissance électrique dissipée de 2.10^6 W . Nous voyons que le rapport :

$$\frac{\text{puissance d'éclairement réel du rubis}}{\text{puissance électrique consommée}}$$

est de l'ordre de 10^{-3} . Ceci correspond à des rendements lumineux (rapport de l'énergie lumineuse rayonnée dans la bande spectrale utile à l'énergie totale dissipée) et géométrique (rapport du flux lumineux tombant sur le rubis au flux lumineux total rayonné) très faibles.

La valeur du rendement final étant $\sim 10^{-5}$ (13 mJ/kJ), nous devons considérer que le rendement du rubis lui-même est de 1% .

Le rendement du rubis est le produit de deux facteurs :

1°) Rendement d'absorption du cristal, c'est-à-dire rapport du nombre d'atomes excités au nombre de photons verts incidents.

2°) Rendement d'émission du cristal : c'est-à-dire rapport de l'énergie en lumière rouge émise en laser à l'énergie absorbée en lumière verte.

Théoriquement, nous avons :

$$\frac{P_c}{P} \approx \frac{1}{2} N_0 \sigma_{13} \frac{\sqrt{21}}{9} d$$

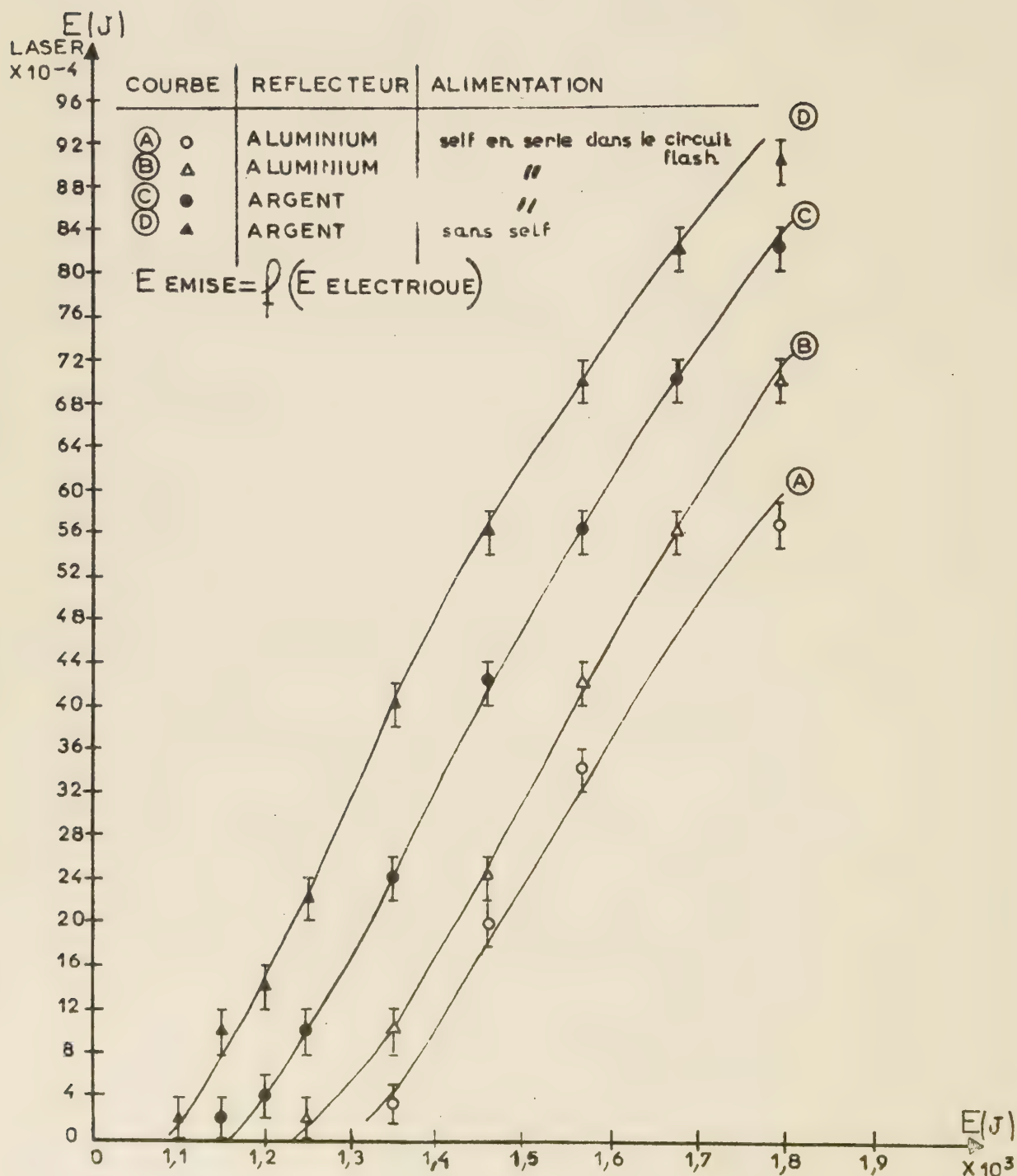


Figure 12 - Energie émise en fonction de l'énergie électrique fournie
Rubis excité avec le tube 524 (1ère série d'expériences)

P_o : puissance de sortie

P : puissance de pompage dans la bande d'absorption qui a une largeur effective de 1260 Å

N_o : nombre d'atomes de chrome par cm^3 $\neq 3 \cdot 10^{+19}$

σ_{13} : section de capture $\neq 10^{-19} cm^2$

d : diamètre du cristal = 0,6 cm

ν_{13} et ν_{21} respectivement fréquences d'absorption et d'émission

$$\frac{\nu_{21}}{\nu_{13}} = \frac{5}{7}$$

$$\frac{P_o}{P} \neq 50 \%$$

Le rendement est donc de 2 % environ du rendement théorique.

Les causes de pertes sont (B2) (X2) :

- seule une fraction inférieure à 50 % du rubis rayonne
- l'absorption et la diffusion parasite dues aux défauts du cristal et la fluorescence qui, au voisinage du seuil, concourt avec l'effet laser pour désexciter les atomes et qui se produit seule tant que le pompage n'a pas atteint sa valeur critique.

Remarques

Nous voyons sur les courbes $E_o = f(E_p)$ (Energie émise en fonction de l'énergie de pompage) que le seuil est d'autant plus bas que :

1°) le réflecteur est meilleur (l'argent est plus réfléchissant que l'aluminium.)

2°) l'éclair du flash est plus pointu (aucune self dans le circuit).

Ces deux faits s'expliquent aisément : d'une part par l'augmentation du rendement géométrique, d'autre part par le fait que les niveaux sont inversés plus rapidement, donc n'ont pas le temps de se relaxer avant que les conditions d'auto-oscillation soient atteintes.

- III-A-2-b) 2^{ème} série de manipulation

Montage Experimental

Le rendement géométrique étant très faible dans le premier montage, le tube flash 524 a été remplacé par un tube hélicoïdal de la C.S.F., spécialement conçu pour les dimensions de notre rubis. L'énergie maximum admissible pour ce tube est de 750 J. Il sera alimenté par une capacité de 200 μ F.

Nous utilisons aussi un microcalorimètre (noté microcalorimètre 2) de type nouveau, plus sensible que le précédent (toutes choses restant égales par rapport au montage précédent, sa sensibilité est six fois plus grande) (voir Annexe III) (M2). L'étalonnage se fait de la façon décrite précédemment. Pour nos mesures, ce calorimètre sera associé à un suiveur de spot à galvanomètre incorporé SEFRAN, l'ensemble donnant en balistique une sensibilité de $1,55 \cdot 10^{-4}$ J/mm pour l'énergie absorbée.

La totalité de l'énergie émise par le laser est envoyée dans la cellule laboratoire du calorimètre. Le rendement $\frac{\text{Energie absorbée}}{\text{Energie émise}}$ est de 0,8.

Résultats (Figure 13)

Le seuil s'obtient pour 240 J, soit 5 fois moins qu'avec la FT 524 et le rendement est de $3,2 \cdot 10^{-5}$, soit 2,45 fois celui du précédent montage. Nous attribuons la diminution très importante de l'énergie de pompage au seuil à deux causes

- d'une part à l'augmentation du rendement géométrique du dispositif utilisé ;
- et d'autre part à la constante de temps beaucoup plus faible du circuit condensateur-flash qui entraîne une augmentation de l'énergie instantanée émise par le flash.

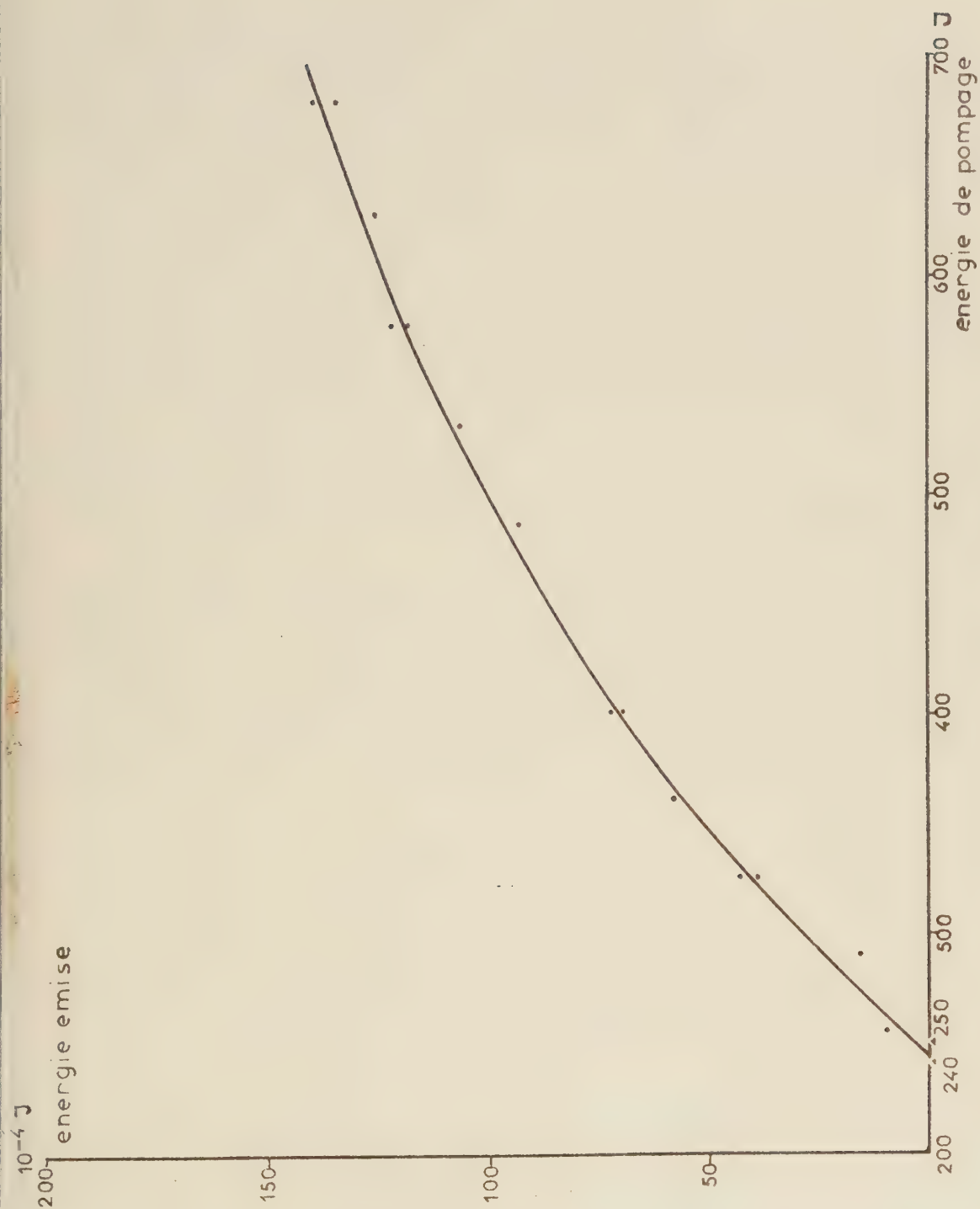


Figure 13 - Energie émise en fonction de l'énergie électrique fournie
 Rubis excité avec le tube C.S.F. (2ème série d'expériences)

En alimentant le tube avec une capacité de 100 μ F, on abaisse l'énergie de pompage au seuil à 180 J. Notre appareillage ne nous a pas permis de descendre en dessous de cette valeur. Le seuil pourrait être obtenu avec des énergies encore plus faibles en diminuant encore la capacité d'alimentation.

- III-A-2-c) Energie du Laser au seuil

Employant le microcalorimètre 2 associé à un galvanomètre Zernicke A 13 Kipp et l'enregistreur, la sensibilité générale : Energie absorbée par millimètre de déviation est de $0,25 \cdot 10^{-4}$ J/mm, en balistique. Cette sensibilité nous permet de détecter l'énergie très faible émise au seuil par le rubis.

On analyse simultanément une fraction du faisceau au moyen du photomultiplicateur dont le signal de sortie est visualisé sur l'oscillographe comme dans la première série d'expériences.

On mesure l'énergie de l'impulsion émise au seuil par le Laser et l'on compte le nombre de pics, parfaitement individualisés qui la compose. La déviation moyenne enregistrée est de 4,2 mm pour une trentaine de pics. Le produit des différents rendements donnant le rapport de l'énergie absorbée à l'énergie émise étant évalué à 0,7, nous pouvons attribuer une déviation balistique moyenne de 0,14 mm par pic ce qui correspond à une énergie émise de $5,2 \cdot 10^{-6}$ J.

III - B. Expériences avec le Laser au Néodyme

L'émission stimulée du cristal de Tungstate de Calcium dopé au Néodyme est étudié au moyen du calorimètre précédent associé à l'enregistreur galvanométrique SEFRAN (énergie émise par millimètre de déviation : $2,2 \cdot 10^{-4}$ J/mm).

La courbe représentée par la figure 14 ((A) Excitation par le tube C.S.F. sans protection de pyrex, (B) par le tube hélicoïdal FT 524) donne l'énergie émise en fonction de la puissance de pompage. Pour la courbe B le rendement total est de $6 \cdot 10^{-5}$. La connaissance du rendement du dispositif lumineux de la FT 524 obtenu dans la première série d'expériences permet de connaître le rendement du cristal entouré de sa protection de pyrex qui s'élève à $6 \cdot 10^{-2}$.

L'énergie de pompage au seuil, de 400 J, indique que les conditions d'auto-oscillation dans le cristal de Néodyme sont obtenues plus facilement que dans le rubis. Ceci provient du fait que l'émission se situant en I.R., le niveau métastable $4 F_{3/2}$ responsable de l'émission a une durée de vie plus grande que celle du niveau $2 E$ du rubis : la probabilité de relaxation d'un atome par émission d'un photon est proportionnelle à la puissance 3 de la fréquence de celui-ci ($X3 \approx 10$).

Le rayon émis étant invisible, le détecteur a été centré par doubles déplacements orthogonaux. Ceci nous a permis de vérifier l'absence de divergence du faisceau, à 3 mètres du cristal, dans les conditions de précision de la détection.

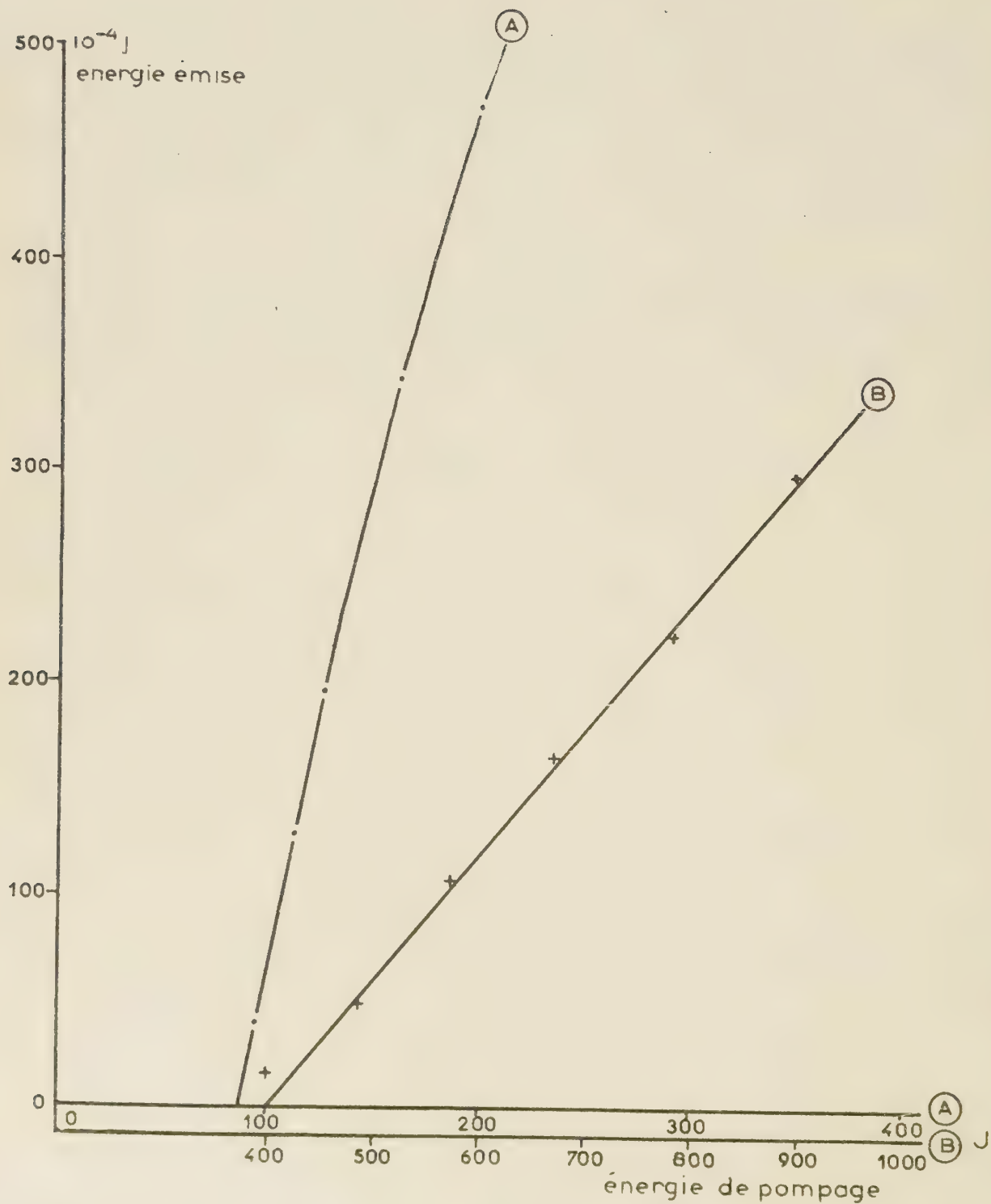


Figure 14 - Energie émise par le Cristal de Néodyme en fonction de l'énergie électrique fournie

- (A) Excitation par le tube C.S.F. sans protection pyrex
- (B) Excitation par le tube F 524

CONCLUSION

Dans le développement de ce travail, nous avons fait porter l'essentiel de notre effort sur deux objectifs :

- a) La construction d'un dispositif Laser aussi maniable que possible et l'amélioration de son rendement.
- b) La mesure absolue de l'énergie émise dans différentes conditions d'excitation.

En ce qui concerne le premier point, nous avons tout particulièrement mis en évidence l'influence de la géométrie du tube flash d'excitation et du temps de montée de l'éclair. Ce dernier facteur revêt une grande importance et implique l'emploi d'alimentations à faible capacité.

Pour la détermination de l'énergie électromagnétique transportée par le faisceau, nous avons construit un dispositif calorimétrique spécial à haute sensibilité afin d'effectuer des mesures au voisinage du seuil d'excitation où les pulses Laser sont bien individualisés, mais de faible énergie.

Nous pouvons alors envisager d'étendre le champ d'application de cet instrument : son caractère balistique et sa sensibilité le rendent parfaitement adapté à l'étude de faibles énergies lumineuses émises pendant des temps très courts. L'utilisation d'un corps noir comme détecteur permet des mesures pratiquement sans correction dans un domaine étendu de longueurs d'onde (dans le visible et l'infra rouge).

De nombreuses applications de lasers sont fournies par la littérature (S5), (V2), (W1). Nos dispositifs, malgré leur faible énergie, nous ont servi au microperçage de diaphragmes dans des feuilles métalliques d'environ un dixième de millimètre d'épaisseur. Nous prévoyons aussi leur emploi pour effectuer des expériences d'optique géométrique.

ADDITIF I

Leur de la raie spectrale d'absorption - émission des atomes de Cr^{+3}

Les résultats de la théorie classique sont valables en mécanique quantique avec, comme seul changement, la signification de certains paramètres.

L'absorption, due à un phénomène de résonance des oscillations des électrons sur les vibrations lumineuse est représentée par la formule de Kotteler -Helmholtz :

$$I = I_0 \frac{\delta_0^2 \lambda_0^2}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^2 + \delta_0^2 \lambda_0^2}$$

avec δ_0 : largeur de la raie reliée à la durée moyenne t des oscillations de l'électron par $\delta_0 = \frac{\lambda_0^2}{\pi c t}$

- En mécanique classique $t = \frac{T_0}{\Gamma}$

Γ quotient par π du décrément logarithmique des oscillations propres de l'électron dont l'équation est de la forme :

$$m \frac{\partial^2 \vec{S}}{\partial t^2} + r \frac{\partial \vec{S}}{\partial t} + k \vec{S} = \vec{E}$$

- En mécanique quantique :

$$t = \frac{h}{2\pi \Gamma} \quad (\text{Principe d'incertitude})$$

ΔE = écart probable sur l'énergie

t = durée de vie moyenne de l'atome excité

ADDITIF 2

Sélection des modes par une cavité cylindrique

Les ondes électromagnétiques étant de la forme :

$$u = U e^{j k c t}$$

U doit satisfaire à l'équation aux dérivées partielles :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} + k^2 U = 0$$

Avec les conditions aux limites, les longueurs d'onde de résonance de la cavité doivent satisfaire à :

$$\lambda = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{\chi_{mn}}{rR}\right)^2 + \left(\frac{\ell}{L}\right)^2}} ; m, n, \ell \text{ entiers positifs}$$

χ_{mn} : nième racine de la fonction de Bessel $J_m(x)$

Pour la simplicité des calculs, nous ferons les approximations suivantes :

$\vec{k}$ étant le vecteur d'onde de la radiation avec $|\vec{k}| = \left| \frac{1}{\lambda} \right|$

Les modes seront déterminés par les relations :

$$k_z = \frac{\ell}{2 L}$$

$$k_x = \frac{m}{2 D} \quad m, n, \text{ et } \ell \text{ indices entiers}$$

$$k_y = \frac{n}{2 D}$$

Ce résultat, formellement, n'est valable que pour une cavité prismatique à base carrée, mais donne une première approximation aux calculs du Φ I.C

ADDITIF 3Description du microcalorimètre 2

Dispositif calorimétrique destiné à des mesures d'énergie rayonnante comprise entre 10^{-2} et 10^{-6} Joules, délivrées dans des temps inférieurs à la seconde (M2).

Caractéristiques techniques

De part et d'autre d'un cylindre métallique plat (B) sont disposées deux thermopiles (P_1) et (P_2) recouvertes chacune d'un disque récepteur (C_1) (C_2). Par construction la totalité de la puissance calorifique absorbée par la cellule réceptrice est dissipée vers le cylindre massif à travers l'élément thermoélectrique. Les deux piles sont connectées en opposition et les deux cellules jouent chacune, indifféremment, le rôle de laboratoire ou de témoin. Cet ensemble est relié thermiquement à une première enceinte métallique (E_1) par un tore de section triangulaire (Q) permettant l'équirépartition, sur les éléments détecteurs, des perturbations provenant du milieu extérieur ((B), (Q) et (E_1) ne forment qu'une seule pièce).

Deux enceintes cylindriques (E_2) et (E_3) étanches en métal poli, entre lesquelles on fait le vide, rendent ce dispositif quasi adiabatique. Les matériaux constituant les passages optiques étanches sont choisis en fonction des longueurs d'onde des radiations étudiées. Grâce à son faible encombrement (sa conception lui permet de fonctionner sans régulation), on peut monter le calorimètre sur un banc d'optique par le support (S) et orienter son axe dans toutes les directions.

Pour de faibles énergies, dans le cadre de ces expériences, les mesures en balistiques peuvent avoir lieu toutes les 60 secondes avec les galvanomètres utilisés.

-:-:-:-

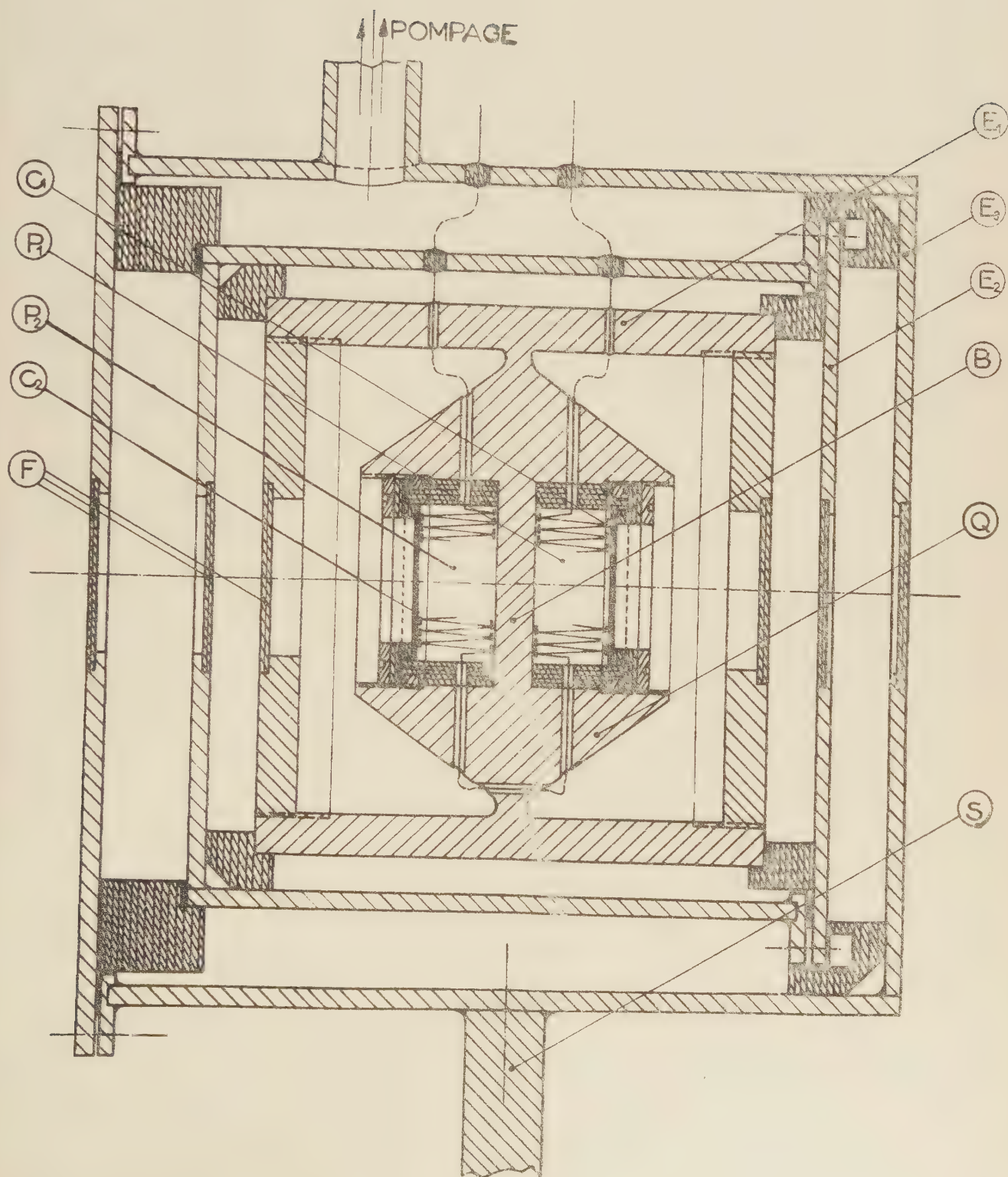


Figure 15 - Schéma du Microcalorimètre - II - Échelle 1.

Légende : - Anodiser 101

B I B L I O G R A P H I E

- A1 I.D. ABELLA and H.Z. CULMINS - J.Appl.Phys. 32 1177 1961
- A2 I.D. ABELLA and CH. TOMNES - Nature (London) 9 957-959 1961
- A3 A. AUTHIER - Nucleus 260-268 1961
- B1 A. BLANDIN - Onde Électrique n° XLI
- B2 J.C. BORIS, M. DURAND, A. ORSZAG - C.R. Acad. Sci. 2555 n° 5 874-876 1962
- B3 D.A. BUDDENHAGEN, R.A. ENCYLL, F.J. LACCHUNG, G.F. SMITH IRE 285 20-23 1961
- B4 J. BULABOIS, P. DUFFIEUX, J. VIGNOT - C.R. Acad. Sci 254 n° 25 1962
- C1 E. CALVET, H. PRAT - Microcalorimétrie 1956 - Masson Edit.
- C2 E.H. CARLSON, G.H. DIEKE - J.Chem.Phys. 34 1602-1609 1961
- C3 R.J. COLLINS - D.F. NELSON, A.L. SCHAWLOW, W. BOND, C.G.B. GARRETT, W.KAISER - Phys. Rev. Letters 5 303-5 1960
- D1 F. DAVOINE, J.L. MACQUERON, A. NOUAILLET - Etude de l'énergie d'un faisceau Laser par mesures calorimétriques. J. Physique. A paraître.
- G1 F. GILES, G. LAYNE - J. Physique 2 145-147 1963
- G2 K. GÜRS - Z. Physik 172 163-171 1963
- H1 R.W. HELLWARTH - Phys. Rev. Letters 6 9-11 1961
- J1 L.F. JOHNSON and K.NASSAU - Proc. IRE 49 1704 1961
- K1 S. KOOZEKANANI, P.P. DEBYE, A. KRUTCHKOFF, M. CIFTAN - Proc. I.R.E. 50 207 1962
- M1 J.L. MACQUERON - Thèse de 3e Cycle de Thermogénèse 1961 - Marseille

- M2 J.L. MACQUERON, A. NOUAILLAT, F. DAVOINE - C.R. Acad. Sc. A paraître.
- M3 F.J. MACCLUNG, R.W. HELLWARTH - J. Appl. Phys. 33 828-9 1962
- M4 T.H. MAIRAN - Phys. Rev. Letters 4 11 1960
- M5 T.H. MAIRAN - Phys. Rev. 123 1145-1150 1961
- M6 T.H. MAIRAN - British Communications and Electronics 7 674 1960
- M7 T.H. MAIRAN, R.H. HOSKINS, J.J. D'HAENENS, C.K. ASAVA, V. PVTUHOV - Phys. Rev. 123 1151-1157 1961
- M8 A.V.J. MARTIN - Electronique et Automatisme 227-235 juin 1961
- M9 A.V.J. MARTIN - Electronique et Automatisme 266-267 Nov. Dec. 1960
- O1 E.L. O'NEIL, E.C. BADLEY - Physics Today 28 June 1961
- S1 A.L. SCHAWLOW - Bell Laboratories Record 403 Nov. 1960
- S2 A.L. SCHAWLOW, G.H. DAVLIN - Phys. Rev. Letters 6 96 1961
- S3 A.L. SCHAWLOW, C.H. TOWNS - Phys. Rev. 112 1840-49 1958
- S4 M.L. STITCH - J. Appl. Phys. 32 1994-1999 1961
- S5 M.L. STITCH, R.J. WOODBURY, J.H. MORSE - Electronics 34 51-53 1961
- V1 F. VARSANYL, D.L. WOOD, A.L. SCHAWLOW - Phys. Rev. Letters 3 12 1959
- V2 S.E. VOGLI, E.V. GUERBERG - Electronics USA 34 1961
- W1 R. WERTHEIMER - Bull. Sci. AM Belg. 74 283-295 1961

- X1 Optical pumping and Masers Applied Optics January 1962
- X2 Colloque "Lasers et Phénomènes de Cohérence"
Société de Physique. J. Physique 22 827-837 1961
- X3 Lasers de BELLA A. LENCZYEL John Wiley & Sons Inc. New-York - London

LISTE DES FIGURES

Page

Figure 1	Structure cristalline du rubis	4
Figure 2	Diagramme des niveaux d'énergie du rubis	4
Figure 3	Représentation de l'effet Laser au sein du rubis	5
Figure 4	Spectre d'émission du rubis au-dessous et au-dessus du seuil d'effet Laser	9
Figure 5	Propriété de directivité due à la cavité résonante	10
Figure 6	Le rubis et son excitation	19
Figure 7	Alimentation des tubes flash	21
Figure 8	Montage expérimental pour la mesure de l'énergie du Laser	24
Figure 9	Photographie du montage expérimental lère série d'expériences	25
Figure 10	Etalonnage du calorimètre - Diagramme	26
Figure 11	(Photo) Séquence des résultats obtenus lère série d'expériences	29
Figure 12	Energie émise en fonction de l'énergie électrique fournie. Rubis excité avec le tube F 524	31
Figure 13	Energie émise en fonction de l'énergie électrique fournie. Rubis excité avec le tube C.S.F.	34
Figure 14	Energie émise par un cristal de néodyme en fonction de l'énergie électrique fournie	37
Figure 15	Plan du calorimètre isotherme-différentiel utilisé	42

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

DEFAUTS CREEES DANS LES METAUX & ALLIAGES PAR LES NEUTRONS

ETUDE & APPLICATIONS

Vu :

Les Membres du Jury

R. BERNARD

C. EYRAUD

G. MESNARD

F. DAVOINE

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer :

Lyon, le 4 Février 1964

Le Recteur
Président du Conseil de l'Université

P. LOUIS

